

INDC (СССР)-4/G

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

**БЮЛЛЕТЕНЬ
ИНФОРМАЦИОННОГО
ЦЕНТРА
ПО ЯДЕРНЫМ
ДАНЫМ**

/ ВЫПУСК ЧЕТВЕРТЫЙ /

Атомиздат

1967

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Б Ю Л Л Е Т Е Н Ъ
ИНФОРМАЦИОННОГО ЦЕНТРА ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ
(выпуск четвертый)

АТОМИЗДАТ 1967

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А.И.Лейпунский (гл. научный редактор), О.Д.Казачковский,
М.И.Певзнер, С.М.Рейнберг, П.С.Намировский, В.Г.Радрафов,
Б.Г.Дубовский, Д.А.Карлашев, А.В.Мальцев, М.Н.Николаев,
Ш.С.Николойшвили, В.В.Орлов, Ю.Я.Стависский, С.И.Сухоручкин,
Е.И.Ляшенко, В.Г.Золотухин, Л.Н.Усачев, С.Г.Цыпин

DISCLAIMER

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

СО Д Е Р Ж А Н И Е

I. ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

	Стр.
1. В.П.Вертебный. Взаимодействие медленных нейтронов с изотопами диспрозия.	7
2. А.Ф.Дадакина, Л.А.Головач. Проницаемости потенциальных барьеров для протонов из (n, p) -реакций на тепловых нейтронах.	20
3. Г.Н.Маслов, Ф.Насыров, Н.Ф.Пешкин. Сечения выхода γ -квантов с энергией выше 2 Мэв при взаимодействии нейтронов 14 МЭВ с ядрами атомов <i>Zi, Be, B, C, N, O, F, Al</i>	44
4. А.Г.Баков, В.Г.Двухшерстнов, В.А.Дулин, Ю.А.Казанский. Спектры γ -лучей при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14,2 Мэв.	47
5. В.М.Случевская. Неупругое рассеяние нейтронов	57
6. В.М.Случевская. Эффективные сечения реакции $(n, 2n)$	112
7. И.К.Аверьянов, Б.М.Дзюба, В.Ф.Рыбаченко. Сечения неупругого рассеяния нейтронов в рамках обобщенной оптической модели ядра.	158
8. В.И.Попов, В.И.Трыкова, В.М.Случевская. Рекомендованные спектры неупруго рассеянных нейтронов для ниобия в интервале начальных энергий от 0,5 до 15 мэв	169
9. Н.О.Базезянец, В.И.Попов. Упругое рассеяние нейтронов	174
10. М.Н.Николаев, Н.О.Базезянец. Разложение экспериментальных данных по угловому распределению упруго рассеянных нейтронов по полиному Лежандра.	216
II. Л.П.Абагян, О.М.Захарова. Сечения нейтронных реакций, сопровождающихся вылетом заряженных частиц.	234

12. Ю.П.Кормушкин, В.В.Фрунзе, И.Ф.Подиванов, С.Н.Зиэина. Оценка погрешностей метода эффективных пороговых сечений в случае отличия изучаемого спектра от спектра нейтронов деления.	286
13. Ю.Н.Шубин. Плотность уровней атомных ядер.	304
14. В.И.Попов, И.Е.Кешуба, В.И.Трыкова. Алгол-программы для расчета нейтронных сечений по оптической модели ядра и автоматического поиска параметров оптического потенциала. . . .	327
15. М.А.Бак, А.С.Кривохатский, К.А.Петржак, Ю.Г.Петров, Ю.Ф.Романов, Э.А.Шлямин. Тепловые сечения и резонансные интегралы захвата и деления Am^{241} , Am^{242} , Am^{243}	337
16. Г.Н.Смиренкин, В.Г.Нестеров. Отношения сечений деления $U - 233$, $U - 235$, $Pu - 239$ быстрыми нейтронами.	339
17. П.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов, М.З.Тараско. Энергетические и массовые распределения осколков при делении $U - 235$ моноэнергетическими нейтронами в интервале энергий $0 + 15,5$ МэВ.	346
18. Б.П.Максютенко, Р.Рамазанов, М.З.Тараско. Относительные выходы запаздывающих нейтронов при делении $U - 235$ нейтронами с энергией 18-21 Мэв.	363
19. П.Е.Воротников, Квазиустойчивые состояния делящихся ядер.	366
20. Т.В.Голашвили, Ю.П.Елагин, А.И.Мартина. Классификатор по ядерным данным.	375
Ч.П. <u>РЕАКТОРНЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ</u>	383
1. Е.И.Бирзгал, П.П.Благоволин. Таблицы сечений поглощения и деления урана -233, урана-235, плутония-239, плутония-241, усредненных по спектру Максвелла.	385

2. Л.П.Абагян, М.Н.Николаев, Л.В.Петрова. Расчет сечений U -238 по программе "Уран"	392
3. М.Н.Николаев, В.Ф.Хохлов, Система подгрупповых кон- стант.	420
4. М.Н.Зизин. Комплекс программ для расчета основных фи- зических характеристик быстрых реакторов.. . . .	458
5. В.Я.Свириденко, В.К.Богатырев, И.П.Меркелов, Б.Г.Дубовский. О перспективах использования нитридного топлива UN с изотопом азота N^{15} в ядерных реакторах.	485
6. И.Е.Бочарова, М.Н.Николаев. О возможности расчета быст- рых реакторов по 33 -х групповой системе констант $FD-2$	494

Ч. Ш. ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ЗАЩИТЫ ОТ
ИЗЛУЧЕНИЙ

511

1. Ю.А.Казанский, Е.С.Метусевич.К вопросу о системе группо- вых констант для расчета защиты от излучений.. . . .	513
2. С.Ф.Дегтярев, В.Б.Староверов, В.В.Тарасов, В.К.Тихонов, С.Г.Цыпин. Экспоненциальные угловые коэффициенты θ_0 для быстрых нейтронов в неводородосодержащих средах.	532
3. В.И.Кухтевич, Л.А.Трыков, О.А.Трыков. Экспериментальное определение минимумов полного сечения быстрых нейтронов для железа.. . . .	534

Дополнения и исправления

537

А.Ф.Дедкина. Проницаемости потенциальных барьеров для d -частиц из реакций и значения $Q (n, d)$ и (n, p) - реакций.	537
--	-----

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ С
ИЗОТОПАМИ ДИСПРОЗИЯ.

В.П. Вертебный

Интерес к исследованию нейтронных сечений изотопов диспрозия проявляется по целому ряду причин.

1. Изотопы диспрозия принадлежат к наиболее деформированным ядрам и получение сведений о силовых функциях этих изотопов способствует развитию наших представлений о свойствах ядерных сил /1/.

2. В природе имеется семь стабильных изотопов диспрозия - Dy^{156} (распространенность 0,0524%); Dy^{158} (0,0902%); Dy^{160} (2,294%); Dy^{161} (18,89%); Dy^{162} (25,53%); Dy^{163} (24,97%); Dy^{164} (28,18%) /2/. Столь богатая коллекция изотопов является удобным объектом для изучения изотопной зависимости плотности уровней (от N при $Z=const$ /3/).

3. Диспрозий удобен в качестве активационного детектора при измерениях нейтронных потоков /4/.

4. Диспрозий, по-видимому, найдет применение в качестве материала регулирующих стержней и выгорающих поглотителей в ядерных реакторах /5/.

Нейтронные константы диспрозия, полученные до 1963г., приведены в известной компиляции *BNL-325* /6/ и сборнике "Ядерно-физические константы" /7/.

Настоящий обзор включает два раздела. В первом из них рассмотрены данные о резонансных параметрах изотопов диспрозия ($E_n \leq 1000$ эв), в том числе и резонансные интегралы.

Второй раздел посвящен рассмотрению сечений для тепловых и эпитепловых нейтронов. В этом же разделе затронуты вопросы, относящиеся к нейтронным сечениям радиоактивных изотопов.

I. НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ ИЗОТОПОВ ДИСПРОЗИЯ ДЛЯ
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ.

I. Резонансы и их параметры

Опубликованные до сих пор резонансные параметры получены в основном с помощью механических прерывателей нейтронов на атомных реакторах. Диспрозий-156, 158 и 160 были исследованы в Институте физики АН УССР /3/ (рис.1.), идентификация уровней диспрозия 161, 162, 163 и 164 была проведена в Брукхэвенской Национальной лаборатории /6,8/.

Спины нижайших уровней были определены с помощью кристаллических спектрометров в Брукхэвене /9/ и в Мол-Донке (Бельгия /10/). В Брукхэвене

Таблица I.

РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИЗОТОПОВ ДИСПРОЗИЯ /новые данные/

Обозначения: E_0 - энергия резонансов в эв, Γ_n - нейтронная ширина в мэв, Γ_n^0 - приведенная нейтронная ширина в мэв. Γ_γ - радиационная ширина в мэв. Уровни, совпадающие по энергии с уровнями других изотопов, отмечены звездочкой.

ДИСПРОЗИЙ - I 5 6 /3/

№	E_0	Γ_n	Γ_n^0	Γ_γ	Примечания
I	$2,15 \pm 0,02$	$0,2 \pm$	$0,148 \pm$		
2	$3,21 \pm 0,01$	$0,8 \pm 0,2$	$0,45 \pm 0,11$	$158 \pm$	Γ_γ определено по ширине линии
3	$9,19 \pm 0,04$	$0,6 \pm 0,15$	$0,19 \pm 0,05$	108 ± 10	- " -
4	$15,2 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,7$	$1,2 \pm 0,2$	-	
5	$17,4 \pm 0,1$	$0,32 \pm 0,2$	$0,08 \pm 0,05$	-	
6	$17,7 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,1$	$0,02 \pm 0,02$	-	
7	$19,6 \pm 0,1$	9 ± 2	$2,1 \pm 0,5$	-	
8	$24,5 \pm 0,2$	$\sim 2,4$	$\sim 0,48$	-	Для этого и всех последующих уровней нейтронная ширина определена в нулевом приближении, приведена для ориентации в силе резонансов.
9	$27,4 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,4$	$0,08 \pm 0,08$	-	
10	$28,1 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,4$	$0,08 \pm 0,08$	-	
11	$29,3 \pm 0,25$	$\sim 8,7$	$\sim 1,6$	-	
12	$36,0 \pm 0,3$	~ 9	$\sim 1,5$	-	

№ п/п	E_{α}	Γ_n	Γ_n°	Γ_r	Примечания
13	$37,8 \pm 0,4$	-	-	-	$\Gamma = 34$ мэв, если в районе $37,8$ -
14	$38,6 \pm 0,4$	-	-	-	$38,6$ эв имеется лишь один уровень
15	$46,9 \pm 0,5$	~14	~2	-	
16	$52 \pm 0,6$	~16	~2	-	
17	$68,6 \pm 0,6$	~54	~6,5	-	
18	$85,5 \pm 1,2$	~15	~1,7	-	
19	$90,7 \pm 1,4$	~42	~4	-	
20	124 ± 2	-	-	-	"Сильный" уровень или группа уровней.

ДИСПРОЗИЙ - 158 /3/

1	$38 \pm 1^* \text{ а)}$	~22	~3,6	-	а) Идентификация не окончательная
2	$45,6 \pm 0,5^* \text{ а)}$	~39	~5,7	-	
3	$59,7 \pm 0,7^* \text{ а)}$	-	-	-	
4	$86 \pm 1,5 \text{ б)}$	~81	~8,7	-	б) Идентификация не окончательная, уровень может принадлежать $Dy-161$
5	$122 \pm \text{ б)}$	-	-	-	
6	$271 \pm \text{ б)}$	-	-	-	

ДИСПРОЗИЙ - 160

№	E_0	Γ_n	Γ_n^0	Γ_γ	Примечания
1	$1,88 \pm 0,02$	$0,4 \pm 0,2$	-	-	
2	$7,72 \pm 0,03$	-	-	-	Уровень имеет на 60 мэв меньше энергию, чем соответствующий уровень диспрозия-161.
3	$10,4 \pm 0,05$ *	19 ± 3	$6,2 \pm 0,8$	-	
4	$20,5 \pm 0,1$ *	~25	~5,6	-	
5	$35 \pm 0,3$ *	-	-	-	
6	85	~93	~10	-	

ДИСПРОЗИЙ - 161 /См.также /6/, /7/.

№	E_0	$\frac{I}{\text{мишени}}$	λ	Γ_n	Γ_γ	Примечания
1	- 2,38 /13/	5/2	-	21,0	-	Из зависимости $\sigma_\gamma(E)$ для $E_n \leq 1$ эв
2	+ 2,72 /9/	5/2	3	-	-	
3	+ 3,69 /9/	5/2	2	-	-	

ДИСПРОЗИЙ - 163 /См.также /6/, /7/.

1	- 0,517 /13/	5/2	-	-	-	
2	+ 1,71 /9/	5/2	2	-	-	$\Gamma_n/\Gamma = (1,95 \pm 0,45) \cdot 10^{-2}$ $2 g\Gamma_n^0 = 1,259 \pm 0,05$
	+ 1,71 /10/	5/2	2	-	-	
	+ 1,714 ± 0,060	5/2	-	-	$100,8 \pm 0,7$	

Таблица 2

Изотоп	Спин мишени	$\bar{\Gamma}_n^0/\bar{\sigma} \cdot 10^4$ из $\bar{\sigma}(E)$	$\bar{\Gamma}_n^0/\bar{\sigma} \cdot 10^4$	$D_{набл.}$ в эв	$D_{расч.}$ в эв 15	$D_{прив}$ в эв
I56	0	-	2,2	$3,4 \pm 0,4$	9,4	2,8
I58	0	-	-	$30 \pm \frac{12}{5}$	15	$27 \pm \frac{11}{4}$
I60	0	-	-	$11 \pm \frac{9}{5}$	50	$5 \pm \frac{4}{2}$
I61	5/2	$1,85 \pm 0,15$	$1,8 \pm 0,5$	2,2	2,3	22
I62	0	$2,0 \pm 0,5$	$2,4 \pm 1,2$	$42 \pm 6/15/$	100	15
I63	5/2	$2,1 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,8$	9 ± 1	11	36
I64	0	-	-	-	370	-

2. Резонансные интегралы I_γ .

Под резонансным интегралом I_γ здесь понимается величина $I_\gamma = \int_{E_c}^{\infty} \sigma_a \frac{dE}{E}$, где σ_a - сечение захвата; E_c - нижний предел, равный 0,5 эв (кадмиевая граница). Резонансные интегралы недавно были определены в работе /17/ по изменению коэффициента реактивности реактора малой мощности. В этой же работе приведена таблица резонансных интегралов, из которой заимствована большая часть данных, приведенных в таблице III.

Таблица 3

Изотоп	Расчет по резонансным параметрам			Оценка автора
	I_γ в барнах /опыт/	/ I7 /	/I7a/	
I60	1160 ± 130 /I7/	-	-	1300 ± 200
I61	1670 ± 167 /I7/	1044	948	1100 ± 150
I62	3324 ± 400 /I7/	1284	2610	2600 ± 800
I63	1962 ± 176 /I7/	1236	1245	1200
I64	377 ± 34 /I7/	-	382	440
			406	
	420 ± 50 /I8/			
	480 ± 33 /I8/			
ест	1840 ± 180 /I7/	1240	1246	1310 ± 200

В последних трех колонках таблицы III приведены значения резонансного интеграла, рассчитанные по резонансным параметрам. Данные из последней колонки были оценены автором настоящего обзора по резонансным параметрам, используя приближенные формулы из /7/:

$$I_{\gamma} = 4120 \sum_{\substack{\text{по} \\ \text{всем} \\ \text{резонансам}}} \frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma}}{E_{\gamma}^2} + 0,44 \sigma_a 2200^M / \text{сек}$$

Погрешности ΔI_{γ} были также оценены по ошибкам экспериментального определения парциальных ширин.

Обращает на себя внимание то, что за исключением диспрозия-160, 164 и, вероятно, 162 непосредственно измеренные значения резонансных интегралов несколько больше рассчитанных по резонансным параметрам. Причина этого неясна. Правда, отклонения не превышают двойной погрешности и поэтому приведенные выше значения не могут считаться несовместимыми. В случае диспрозия-162, однако, различие может быть связано с плохой точностью определения ширины уровня 5,44 эв, дающего основной вклад в резонансный интеграл. К сожалению, ширины Γ_n и Γ_{γ} нельзя уточнить и по сечениям для тепловых нейтронов, т.к. экспериментальный разброс в этом случае также велик: 215 ± 16 в /13/ и 152 ± 27 в /17/. Несомненно, для распространенных изотопов диспрозия необходимы измерения с лучшей точностью (как I_{γ} , так и $\sigma_{\gamma}(E)$)

II. НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ И ЭПИТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Зависимость полного сечения природного диспрозия от энергии определялась с помощью нейтронных селекторов и кристаллического спектрометра в работах /18, 11, 19/, в работе /13/ на линейном ускорителе измерена зависимость сечения радиационного захвата от энергии для изотопов диспрозия-161, 162, 163. Энергетическая зависимость полного сечения и сечения активации диспрозия - 164 определена с помощью кристаллического спектрометра /12/. Полные сечения рассеяния могут быть для природного диспрозия извлечены для нейтронов с энергией меньше 1 эв из работ /20, 21/.

Кроме того, имеется ряд работ, в которых были измерены сечения захвата и активации лишь для нейтронов со скоростью $2200^M / \text{сек}$. Для природного диспрозия это сделано методами котлового осциллятора /22/ и определения постоянной затухания потока нейтронов в растворе соли диспрозия /23/. Сечения захвата изотопов 160-164 были определены с помощью котлового осциллятора в /24/ и недавно по измерению коэффициента реактивности реактора малой мощности в работе /17/. Сечение активации диспрозия-164 определено в /25/. Сечение реакции (ν, α) оценивалось В.Н. Андреевым и С.М. Сироткиным /26/.

В таблице IV сведены нейтронные сечения для нейтронов с $V_n = 2200^M / \text{сек}$. Усредненные значения подчеркнуты. Усреднение проведено по формуле

$$\bar{\sigma} = \frac{\sum \frac{1}{\Delta \sigma_i^2} \sigma_i}{\sum \frac{1}{\Delta \sigma_i^2}}$$

ошибка среднего значения вычислена с помощью такого выражения:

$$\Delta \bar{\sigma} = \left[\sum \frac{1}{\Delta \sigma_i^2} \right]^{-1/2}$$

где $\Delta \sigma_i$ и σ_i - соответственно погрешность и величина i -го результата. Обозначения в таблице IV - общепринятые. Сечение реакции (n, α) выражено в миллбарнах. Вклад положительных уровней оценивался с помощью формулы Брейта-Вигнера для изолированных уровней по известным резонансным параметрам (аналогично и для отрицательных) /13/.

Несколько замечаний относительно сечений захвата отдельных изотопов. В основном они измерялись с точностью 10 - 20%. В случае диспрозия-162 разброс данных превышает точность отдельных измерений. Для диспрозия-164 в работе /12/ приведены внутренне противоречивые значения параметров $\sigma_{\text{эф}} \Gamma_n^2 \Gamma_n^0$ и Γ_n^0 , в этом можно убедиться непосредственным вычислением/. Похоже, что $\sigma_{\alpha}(E)$ должно описываться параметром $\sigma_{\text{эф}} \Gamma_n^2 = 4280 \pm 100$ барн, резонансное и интерференционное рассеяния примерно описываются с помощью $\Gamma_n^0 = 41$ мэв и $\Gamma_n = 166$ мэв, приведенных в этой работе, однако дающих совершенно отличное значение $\sigma_{\text{эф}} \Gamma_n^2$. Сечение рассеяния диспрозия-164 в работе /12/ определялось как разность $\sigma_t - \sigma_{\text{акт}}^{(139\text{мин})}$.

Следует отметить, что разность $\sigma_t - \sigma_{\text{акт}}^{(139\text{мин})}$ может быть отнюдь не равна сечению рассеяния, если у диспрозия-165 существует еще какой-нибудь изомер.

Сечение рассеяния природного диспрозия измерялось в работах /20, 21/ на образцах Dy_2O_3 разными способами. Если из результатов /21/ вычесть магнитное рассеяние (на ионе Dy^{+++} $\sigma_m = 23$ барна при $V_n = 2200^{\text{M}}/\text{сек}$), то получится неплохое согласие между результатами этих работ. Следует отметить, что для природного диспрозия разность $\sigma_t - \sigma_{\alpha} = 81$ барн, тогда как в /20/ $\sigma_s = 78 \pm 3$ барна.

Известные отрицательные уровни диспрозия-161 и 164 с параметрами, определенными в /12/ при правильном значении Γ_n^0 для диспрозия-164 позволяют объяснить примерно половину величины сечения рассеяния природного диспрозия. Имеющиеся расхождения несомненно требуют повторных измерений полных сечений, сечения захвата и сечений рассеяния для всех изотопов диспрозия и особенно диспрозия - 164.

В настоящее время известны долгоживущие изотопы диспрозия- Dy-157 (6,7 часа); Dy-159 (134 дня) и Dy-165 (1,25 мин. и 2,30 часа). О сечениях захвата первых двух изотопов ничего не известно и обычно полагают, вследствие малой распространенности Dy-156 и Dy-158, что эти изотопы для реакторной физики не имеют существенного значения. Состояние Dy-165 с $T_{1/2} = 1,25$ мин. распадается через состояние 2,30 часа с вероятностью 98% и считается, что сечение активации с периодом 2,39 часа совпадает с полным сечением захвата. Однако, точность определения сечений захвата и сечения активации еще не позволяет исключить другие изомерные состояния диспрозия с выходом порядка 400-600 барн.

Таблица 4

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ ДИСПРОЗИЯ И ПРИРОДНОГО ДИСПРОЗИЯ ПРИ $V_n = 2200^M/\text{сек}$

Изотоп <i>Dy</i>	$\bar{\sigma}_t$ в барнах	Сечение погло- щения $\bar{\sigma}_a$ в барнах	$\bar{\sigma}_s$ в барнах	$\bar{\sigma}_{n,\alpha}$ в милли- барнах	Формулы для $\bar{\sigma}_a$ в ди- апазоне энергий 0 - I эв	Вклад положи- тельных уровней в $\bar{\sigma}_a$ при $V_n = 2200^M/\text{сек}$	Вклад отрица- тельных уровне- в $\bar{\sigma}_a$ при $V_n =$ $= 2200^M/\text{сек}$
I56	-	-	-	<9	28 /3/	28 /3/	-
I58	-	-	-	<6	-	-	-
I60	-	130 ± 130 /24/ 55 ± 9 /17/ 55 ± 9 (ср)	-	<0,3	-	37 /3/	-
I61	-	583 ± 95 /17/ 580 ± 50 /24/ 617 ± 4 /13/ 600 ± 30 (ср.)	-	<0,03	$\frac{1}{VE} \left[\frac{1465}{(E-272)^2} + \frac{34}{(E-369)^2} + \frac{186}{(E-433)^2} + \frac{520}{(E+238)^2} \right]$ 13	36,8 /13/	580 /13/
I62	-	152 ± 27 /17/ 215 ± 16 /13/ 140 ± 40 /24/ 192 ± 12	-	-	$\frac{1}{VE} \left[\frac{930}{(E-544)^2} + 0,90 \right]$ 13	222 /13/	-

- 15 -

I	2	3	4	5	6	7	8
I63	-	I21 ± 19 /I7/ I35 ± 13 /I3/ I20 ± 50 /24/ I30 ± 11	-	<0,02	$\frac{1}{\sqrt{E}} \left[\frac{315}{(E-17)^2} + 0,63 + \frac{1,95}{(E+0,517)^2} \right]$ 13	90 /I3/	42 /I3/
I64	-	510 ± 20 /25/ (1,25 мин) 2100 ± 300 /25/ (139мин) 2600 ± 410 /I7/ 2800 ± 224 2610 ± 300 /6/ 2580 ± 200 /I2/ 2750 ± 150 /24/ 2720 ± 110					2580 (по σ_{Γ^2} из /2I/
I65	-	5000 ± 2000 /25/ (82часа) II50/6,7/ 950 ± 50 /22/ Природ- I015 ± 5 953 ± 120 /24/ 100 ± 20/6/ ный дис- /II/ прозий I051 ± 30 936 ± 20 /23/ 78 ± 3/2I/ /см. II/ 938 ± 18 78 ± 3	-	-			

- 16 -

О существовании изомеров стабильных изотопов диспрозия-161, 162, 163 и 164 также ничего не известно. Сечение активации диспрозия-165 измерено в работе /25/.

О степени точности измерения сечений всех изотопов диспрозия в какой-то мере (из-за неточности самого эксперимента) позволяют судить эксперименты по облучению природного диспрозия в атомном котле интегральным потоком $3 \cdot 10^{21}$ НЕЙТРОНОВ /17/. Результаты этого эксперимента приведены в таблице 5.
см² сек

В заключение автор благодарит М.В.Пасечника и В.И.Мостового за внимание к работе; А.И.Кальченко, И.И.Писанко и Н.Д.Гнидака за обсуждение некоторых вопросов настоящего обзора.

Таблица 5

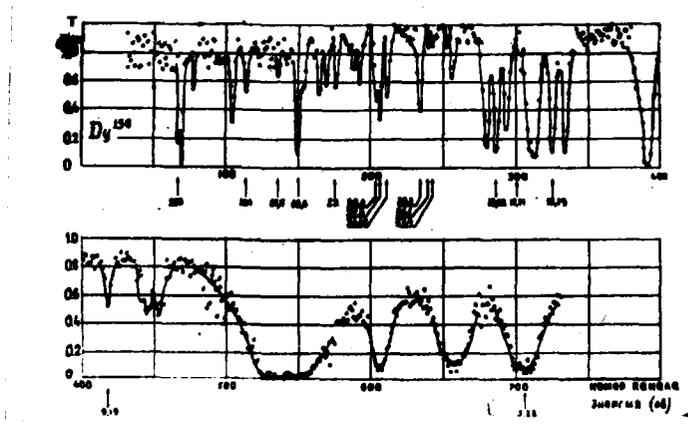
Изотопный анализ облученного и необлученного образцов диспрозия /17/

Изотоп <i>Dy</i>	До облучения (ат.%)	Облучено потоком $3 \cdot 10^{21}$ <u>НЕЙТРОН</u> см ² сек		
		Масс-сп.ан. (ат.%)	Расчет (ат.%)	Отн. погр. (ат.%)
<i>Dy</i> 156	0,059	0,042	-	-
<i>Dy</i> 158	0,098	0,082	-	-
<i>Dy</i> 160	2,35	1,69	1,44	15
<i>Dy</i> 161	18,87	2,77	2,20	-20
<i>Dy</i> 162	25,51	22,25	14,58	-34
<i>Dy</i> 163	24,86	29,50	28,54	- 3
<i>Dy</i> 164	28,27	2,15	3,01	+40
<i>Ho</i> 165	-	32,18	38,90	+21
<i>Ho</i> 166	-	0,03	0,03	-
<i>Er</i> 166	-	8,56	11,19	+21
<i>Er</i> 167	-	0,28	Для всех изотопов эрбия	
<i>Er</i> 168	-	0,47		

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R.E. Chien, S.F. Mughabghab Поиски спиновой зависимости нейтронных силовых функций редких земель. *Int. Conf. on the Study of Nucl. Struct with neutrons, Antwerp, Belgium* July 19~~to~~23, 1965, доклад 69.
2. Желепов Б.С., Пекер Л.К. Схемы распада радиоактивных ядер, Изд. АН СССР, 1958.
3. Вертебный В.П., Кальченко А.И., Колотый В.В., Пасечник М.В., Писанко Ж.И. Плотность уровней и силовые функции некоторых деформированных ядер. Доклад, представленный на конференцию в Токио, сентябрь 1967.
4. Д.Юз. Нейтронные исследования на ядерных котлах. Госатомиздат, 1954.
5. Поглощающие материалы для регулирования ядерных реакторов. Атомиздат, 1965. *Power Reactor Technology*, V 7, №3, 216 (1964).
6. *Neutron Cross Sections*, BNL-325, 1958.
7. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Ядерно-физические константы. Атомиздат, 1963.
8. R.L. Zimmerman *BAPS* Ser. II, 2, 42 (1957).
9. Y. Brunhart et al. *BAPS* 7, 305 (1962).
10. H. Cen. Lemans, F. Poortmans, *Nucl. Phys.* 62, 641-652 (1965).
11. J. Brunner, F. Widder, *Conf. on Nuclear Data, Paris* 17-21, octob. 1966.
12. A. Sher et al. *Nucl. Sci. Eng.* II, 369-376 (1961).
13. Данелян Л.С. и др. "Атомная энергия", 16 (1964).
14. R.E. Chien, S.F. Mughabghab, M.K. Bhat. *BAPS* Ser. II, II, №1, 29 (1966).
15. Gilbert, Cameron *Can. Journ Phys* 43, August 1965.
16. Newton, *Can. Journ. Phys* 34, 804 (1958).
Abdelmalik, Stavrinsky *Nucl. Phys* 58, №4 (1964).
17. J.J. Scovill et al. *Nucl. Sci Eng.* 25, 12-20 (1966).
18. E. Fermi et al. *Phys Rev* 71, 589 (1947).

19. W.J. Sturm, C. Arnold, *Phys. Rev.* 71, 556 (1947).
20. B.N. Brockhaise, *Can. J. Phys.* 31, 432 (1953).
21. Вертебный В.П., Гнидак Н.Л., Колотый В.В., Павленко Е.А.
Сборник аннотаций ИЦЯД ГКИАЭ СССР, вып.4,38 (1967).
22. H. Pommerane, *Phys. Rev.* 83, 641 (1951).
23. J.W. Meadows, J.F. Wholen, *Nucl. Sci. Eng.* 132-136 (1961).
24. L.L. Haise, R.F. Frost *Am. Phys. Soc. Buc.* 11, 3, 337 (1958).
25. См. /6/, стр. 18.
26. Андреев В.Н., Сироткин С.М. "Ядерная физика", I, 252 (1965).
См. также Андреев В.Н., Попов Ю.П. Бюллетень ИЦЯД ГКИАЭ СССР, выпуск 2, стр.5 (1965).



ис. I. Пропускание образца окиси диспрозия, содержащего 14% диспрозия-156, в зависимости от номера временного канала (энергии). Разрешение $55^{нсек}/м$. Стрелками показаны уровни диспрозия-156 /3/.

ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ БАРЬЕРОВ
 ДЛЯ ПРОТОНОВ ИЗ (n, p) - РЕАКЦИЙ НА ТЕПЛОВЫХ
 НЕЙТРОНАХ

А.Ф. Дадакина, Л.А. Головач

С целью выяснения возможности протекания реакций с вылетом заряженных частиц под действием медленных нейтронов были проделаны вычисления значений $Q(n, p)$ -реакций по разности масс частиц до реакций и после нее. Для расчета значений Q использовались новые таблицы масс ядер /1/. Значения Q рассчитаны для сравнительно долгоживущих изотопов, период полураспада которых больше 24 часов /2/. Для стабильных изотопов значения Q взяты из работы /3/. Известно, что (n, p) -реакции на тепловых нейтронах возможны, если Q реакции положительны, причем вероятность испускания протонов из составного ядра зависит от высоты кулоновского барьера. Величина коэффициента проницаемости потенциального барьера важна для оценки сечений (n, p) -реакций на тепловых нейтронах. Вычисление коэффициентов проницаемостей потенциальных барьеров проделано с учетом эффекта центробежного барьера и с использованием действительной части ядерного потенциала, предложенного Розеном и др. /4/.

$$V(z) = - \frac{53,8 - 0,33E}{1 + \exp \frac{z - 1,25A^{1/3}}{0,65}}$$

Расчет проницаемостей потенциальных барьеров проведен в квазиклассическом приближении:

$$P = \exp \left\{ -2 \left(\frac{2M}{\hbar} \right)^{1/2} \int_z^{z_2} \left[V(z) + \frac{ze^2}{z} + \frac{\hbar}{2Mz^2} L(L+1) - E \right]^{1/2} dz \right\}$$

где z - взято в единицах ферми,
 Z - заряд конечного ядра,
 M - приведенная масса протона,
 E - энергия реакции,
 L - орбитальный угловой момент вылетающего протона.

Вычисление проницаемости потенциальных барьеров проведено для значений L , допустимых законами сохранения энергии, полного момента и четности. При этом рассмотрены только переходы в основное состояние конечного ядра.

Значения спинов и четностей основных состояний ядер взято из работ /5-7/. Интегрирование ведется по подбарьерной области: от второй точки поворота до третьей. Точки поворота были найдены следующим образом. Подынтегральное выражение в этих точках должно обращаться в нуль. Вблизи второй точки поворота подынтегральная функция меняет знак с минуса на плюс, а вблизи третьей с плюса на минус. Отскивались точки, где подынтегральная функция меняет знак с минуса на плюс и с плюса на минус, а затем методом интерполяции были найдены точки поворота.

Численный расчет коэффициентов проницаемости потенциальных барьеров проведен на электронной вычислительной машине.

На рисунках 1-4 изображена зависимость натурального логарифма коэффициента проницаемости от массового числа. Линиями соединены точки с равными Z . Из графиков видно, что коэффициенты проницаемости барьера для протонов выше у нейтроно-дефицитных ядер, чем у ядер с большим избытком нейтронов. Следовательно, у нейтроно-дефицитных ядер (n, p)-реакции на тепловых нейтронах вероятнее, чем у стабильных ядер. Среди нечетно-нечетных ядер-мишеней имеются такие, у которых проницаемость потенциального барьера для протонов порядка $10^{-1} - 10^{-2}$. У таких ядер испускание протонов из составного ядра при захвате теплового нейтрона вероятнее, чем вылет α -частицы и, возможно, у этих ядер (n, p)-реакции конкурируют с испусканием γ -лучей. Например, у нечетно-нечетного ядра-мишени Na^{22} проницаемость барьера для протонов из (n, p)-реакции порядка 10^{-1} , а проницаемость барьера для α -частиц из (n, α)-реакции порядка 10^{-4} , поэтому (n, p)-реакция у Na^{22} вероятнее, чем (n, α) реакция на тепловых нейтронах.

В таблицах приведены значения Q (n, p)-реакций и коэффициенты проницаемости потенциальных барьеров для протонов из (n, p)-реакций на тепловых нейтронах.

В I колонке таблиц записано массовое число ядра - мишени; во II - символ ядра - мишени; в III - период полураспада ядра-мишени, взятый из работы /2/; в IV - символ конечного ядра; в V - массовое число конечного ядра; в

VI - значения Q в мэв для (n, p)-реакций; в VII - значение орбитального углового момента вылетающего протона; в VIII - натуральный логарифм коэффициента проницаемости потенциального барьера; в IX - значение коэффициента проницаемости потенциального барьера для протонов из (n, p)-реакций на тепловых нейтронах.

В заключение выражаем благодарность старшему научному сотруднику ИФ АН УССР В.П. Вертебному за ценные советы и замечания.

ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ БАРЬЕРОМ ДЛЯ
ПРОТОНОВ ИС (n, p) РЕАКЦИЙ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ
Четно-нечетные ядра-мишени (нестабильные)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7	Be	53,61 дн	Li	7	1,64405	2 4,2725 4 13,45		$0,1394 \cdot 10^{-1}$ $0,1432 \cdot 10^{-5}$
37	Ar	35 дн	Cl	37	1,59635	0 3,1341 2 6,985 4 16,117		$0,4353 \cdot 10^{-1}$ $0,9260 \cdot 10^{-3}$ $0,1001 \cdot 10^{-1}$
41	Ca	$1,1 \cdot 10^5$ л	K	41	1,12485	1 7,548 3 13,775		$0,5262 \cdot 10^{-3}$ $0,1041 \cdot 10^{-5}$
51	Cr	27,8 дн	V	51	1,53,415	0 6,117 2 9,606 4		$0,2204 \cdot 10^{-2}$ $0,5730 \cdot 10^{-4}$
55	Fe	2,6 лет	Mn	55	1,01375	0 11,823 2 15,114 4 20,312		$0,9899 \cdot 10^{-5}$ $0,2729 \cdot 10^{-6}$ $0,14562 \cdot 10^{-8}$
57	Ni	36 ч	Co	57	4,01735	2 3,166 4 8,845		$0,4919 \cdot 10^{-1}$ $0,1440 \cdot 10^{-3}$
59	Ni	$8 \cdot 10^4$ л	Co	59	1,85645	2 3,413 4 15,254		$0,8165 \cdot 10^{-4}$ $0,8725 \cdot 10^{-7}$
65	Zn	245 дн	Cu	65	2,13145	0 5,739 2 8,720 4 15,53		$0,5217 \cdot 10^{-2}$ $0,1632 \cdot 10^{-3}$ $0,2624 \cdot 10^{-5}$
69	Ge	40,4 ч	Ga	69	2,00735	0 3,471 2 6,131 4 11,951		$0,3108 \cdot 10^{-1}$ $0,2172 \cdot 10^{-2}$ $0,6450 \cdot 10^{-5}$
71	Ge	11,4 дн	Ga	71	1,01515	0 13,684 2 16,098		$0,1122 \cdot 10^{-1}$ $0,1020 \cdot 10^{-6}$
75	Se	121 д	As	75	1,64735	1 11,221 3 15,892		$0,1338 \cdot 10^{-4}$ $0,1253 \cdot 10^{-6}$

I	2	3	4	5	6	7	8	9
79	Kz	34,5 "	Bz	79	2,40215	0 2	6,801 9,702	0,1112.10 ⁻² 0,7467.10 ⁻⁴
81	Kz	2,1.10 ⁵ л	Bz	81	1,08445	2 4	16,964 21,808	0,4291.10 ⁻⁷ 0,3380.10 ⁻⁹
85	Kz	10,3 лет	Bz	85	2,02055	3 4	13,512 21,339	0,0084.10 ⁻⁶ 0,5402.10 ⁻⁹
83	Sz	33 "	Rb	83	3,08245	0,	4,978	0,6884.10 ⁻²
85	Sz	64 дн	Rb	85	1,88945	1 3	11,303 15,728	0,1233.10 ⁻⁴ 0,1476.10 ⁻⁶
89	Zz	79,3 "	Y	89	3,61575	3 5	8,558 15,115	0,1018.10 ⁻³ 0,2725.10 ⁻⁶
93	Mo	2 л	Nb	93	1,20095	0	16,143	0,9751.10 ⁻⁷
97	Ru	2,88 дн	Tc	97	1,98245	0	12,465	0,3856.10 ⁻⁵
103	Pd	17 дн	Rh	103	1,33685	3 5	20,523 25,894	0,1219.10 ⁻⁸ 0,5292.10 ⁻¹¹
109	Cd	470 дн	Ag	109	0,94185	1 3	19,436 22,325	0,3548.10 ⁻⁸ 0,2017.10 ⁻⁹
113	Sn	119 дн	In	113	1,80545	4	21,990	0,2818.10 ⁻⁹
119	Tl	4,5 дн	Sb	119	3,07645	2 4	11,462 16,290	0,1051.10 ⁻⁴ 0,3415.10 ⁻⁷
121	Te	17 дн	Sb	121	2,07065	2 4	17,033 21,282	0,4003.10 ⁻⁷ 0,5713.10 ⁻⁹
127	Xe	36,41 дн	J	127	1,48675	2 4	19,983 23,750	0,2097.10 ⁻⁸ 0,4845.10 ⁻¹⁰
131	Ba	11,5 дн	Cs	131	1,94645	1 3	17,500 20,392	0,2511.10 ⁻⁷ 0,1393.10 ⁻⁸

1	2	3	4	5	6	7	8	9
133	<i>Ba</i>	7,5 лет	<i>Cs</i>	133	1,27045	2	21,196	$0,6221 \cdot 10^{-9}$
						4	24,776	$0,1732 \cdot 10^{-10}$
139	<i>Ce</i>	140 дн	<i>La</i>	139	1,05245	2	22,341	$0,1982 \cdot 10^{-9}$
						4	25,757	$0,6517 \cdot 10^{-11}$
145	<i>Sm</i>	340 дн	<i>Pm</i>	145	1,43645	1	20,979	$0,7745 \cdot 10^{-9}$
						3	23,466	$0,6435 \cdot 10^{-10}$
						5	27,775	$0,6663 \cdot 10^{-12}$
147	<i>Gd</i>	29 :	<i>Eu</i>	147	2,98245	1	14,510	$0,4992 \cdot 10^{-6}$
						3	17,785	$0,1887 \cdot 10^{-7}$
						5	23,050	$0,9761 \cdot 10^{-10}$
149	<i>Gd</i>	9,3 дн	<i>Eu</i>	149	2,00245	0	18,851	$0,6493 \cdot 10^{-8}$
151	<i>Gd</i>	150 дн	<i>Eu</i>	151	1,18245	0	21,764	$0,3533 \cdot 10^{-9}$
153	<i>Gd</i>	236 дн	<i>Eu</i>	153	1,02545	0	22,239	$0,2191 \cdot 10^{-9}$
						2	23,656	$0,5312 \cdot 10^{-10}$
						4	26,812	$0,2180 \cdot 10^{-11}$
159	<i>Dy</i>	134 дн	<i>Tb</i>	159	1,16245	1	22,687	$0,1403 \cdot 10^{-9}$
						3	24,983	$0,1413 \cdot 10^{-10}$
169	<i>Yb</i>	31,9 дн	<i>Tm</i>	169	1,98145	2	21,762	$0,3536 \cdot 10^{-9}$
						4	25,002	$0,1385 \cdot 10^{-10}$
175	<i>Hf</i>	70 дн	<i>Lu</i>	175	1,68245	1	22,242	$0,2190 \cdot 10^{-9}$
						3	24,489	$0,2313 \cdot 10^{-10}$
						5	28,386	$0,4703 \cdot 10^{-12}$
181	<i>W</i>	145 дн	<i>Ta</i>	181	0,9724	0	24,379	$0,2583 \cdot 10^{-10}$
						2	25,641	$0,7312 \cdot 10^{-11}$
						4	28,504	$0,4177 \cdot 10^{-12}$
						6	33,102	$0,4205 \cdot 10^{-14}$
185	<i>Os</i>	93,6 дн	<i>Re</i>	185	1,76445	1	22,799	$0,1255 \cdot 10^{-9}$
						3	24,970	$0,1430 \cdot 10^{-10}$
191	<i>Pt</i>	3 дн	<i>Ir</i>	191	1,54245	0	23,453	$0,6525 \cdot 10^{-10}$

I	2	3	4	5	6	7	8	9
197	Hg	65 л	Au	197	1,54545	I	24,238	0,2975.10 ⁻¹⁰
						3	26,283	0,3849.10 ⁻¹¹
203	Pb	52,1	Tl	203	1,59945	I	24,443	0,2424.10 ⁻¹⁰
						3	22,413	0,3248.10 ⁻¹¹
205	Pb	5,10 ⁷ лет	Tl	205	0,81745	I	26,625	0,2735.10 ⁻¹¹
209	Po	103 лет	Bi	209	2,67445	4	25,200	0,1137.10 ⁻¹⁰
						6	29,733	0,1219.10 ⁻¹²
227	Th	18,17 дня	Ac	227	0,73845	0	27,795	0,8489.10 ⁻¹²
231	U	4,3 дня	Pa	231	1,14345	I	27,442	0,1208.10 ⁻¹¹
						3	29,231	0,2020.10 ⁻¹²
						5	32,391	0,8567.10 ⁻¹⁴
233	U	1,62.10 ⁵ л	Pa	233	0,21345	I	29,758	0,1192.10 ⁻¹²
						3	31,454	0,2186.10 ⁻¹³
						5	34,480	0,1060.10 ⁻¹⁴
237	Pu	45,6 дня	Np	237	1,00845	0	27,753	0,8848.10 ⁻¹²
						2	28,809	0,3077.10 ⁻¹²
						4	31,229	0,2738.10 ⁻¹³
						6	35,064	0,5012.10 ⁻¹⁵
239	Pu	24,36 л	Np	239	0,05845	2	31,084	0,3165.10 ⁻¹³
						4	33,392	0,3149.10 ⁻¹⁴
241	Pu	13 л	Np	241	0,57855	0	28,797	0,3115.10 ⁻¹²
						2	29,821	0,1117.10 ⁻¹³
						4	32,176	0,1061.10 ⁻¹³
						6	35,920	0,2512.10 ⁻¹⁵
241	Cm	33 дн	Am	241	1,55345	I	27,016	0,1850.10 ⁻¹¹
						3	28,792	0,3132.10 ⁻¹²
243	Cm	35 л	Am	243	0,78545	I	28,976	0,2604.10 ⁻¹²
						3	30,634	0,4771.10 ⁻¹³
						5	33,690	0,2336.10 ⁻¹⁴

I	2	3	4	5	6	7	8	9
249	Gf	350 дн	Bk	249	0,55745	1	23,400	0,1470.10 ⁻¹⁰
						3	31,207	0,2078.10 ⁻¹⁰
						5	34,208	0,2177.10 ⁻¹⁰
253	Fm	4,5 дн	Es	253	0,96845	0	28,809	0,3078.10 ⁻¹⁰

Четно-нечетные стабильные ядра-мишени

33	S		P	33	0,534	0	9,405	0,8228.10 ⁻⁴
47	Ti		Sc	47	0,183	0	14,094	0,7566.10 ⁻⁶
						2	16,827	0,4919.10 ⁻⁷
						4	22,943	0,1086.10 ⁻⁹
67	Zn		Cu	67	0,211	0	16,637	0,5260.10 ⁻⁷
						2	18,867	0,6403.10 ⁻⁸
						4	23,782	0,4694.10 ⁻¹⁰
77	Se		As	77	0,099	0	18,231	0,1209.10 ⁻⁷
						2	20,251	0,1603.10 ⁻⁸
87	Sr		Rb	87	0,503	3	21,658	0,3222.10 ⁻⁹
105	Pd		Rh	105	0,223	0	20,878	0,8571.10 ⁻⁹
						2	22,560	0,1594.10 ⁻⁹
						4	26,338	0,3662.10 ⁻¹¹
115	Sn		In	115	0,283	4	26,789	0,2321.10 ⁻¹¹
123	Te		Sb	123	0,813	2	21,830	0,2178.10 ⁻⁹
						4	25,485	0,8543.10 ⁻¹¹
125	Te		Sb	125	0,023	2	24,286	0,2835.10 ⁻¹⁰
						4	27,677	0,9547.10 ⁻¹²
129	Xe		I	129	0,594	2	22,977	0,1030.10 ⁻⁹
						4	26,431	0,3320.10 ⁻¹¹
135	Ba		Cs	135	0,573	2	23,427	0,6597.10 ⁻¹⁰
						4	26,787	0,2326.10 ⁻¹¹

1	2	3	4	5	6	7	8	9
147	<i>Sm</i>		<i>Pm</i>	147	0,558	1 3 5	23,763 26,059 30,107	$0,4787 \cdot 10^{-10}$ $0,4816 \cdot 10^{-11}$ $0,8408 \cdot 10^{-13}$
155	<i>Gd</i>		<i>Eu</i>	155	0,543	1 3 5	24,116 26,387 30,312	$0,3231 \cdot 10^{-10}$ $0,3472 \cdot 10^{-11}$ $0,6852 \cdot 10^{-12}$
161	<i>Dy</i>		<i>Tb</i>	161	0,203	0	25,055	$0,1314 \cdot 10^{-10}$
171	<i>Yb</i>		<i>Tm</i>	171	0,681	1	24,825	$0,1543 \cdot 10^{-9}$
177	<i>Hf</i>		<i>Lu</i>	177	0,283	0 2 4	26,017 27,217 30,086	$0,3026 \cdot 10^{-11}$ $0,1454 \cdot 10^{-11}$ $0,8583 \cdot 10^{-17}$
187	<i>Os</i>		<i>Re</i>	187	0,783	1 3	25,669 27,708	$0,6903 \cdot 10^{-11}$ $0,9257 \cdot 10^{-12}$
199	<i>Hg</i>		<i>Au</i>	199	0,328	1 3	27,586 29,470	$0,1042 \cdot 10^{-11}$ $0,1591 \cdot 10^{-12}$

I. ЧЕТНО-ЧЕТНЫЕ ЯДРА-МИНЕЛИ

A	Исх. ядро	T/ I/2	Кон. ядро	A	E	7	8	9
44	<i>Ti</i>	10^3 лет	<i>Sc</i>	44	0,93745	2	13,183	$0,188 \cdot 10^{-5}$
48	<i>Cr</i>	24 часа	<i>V</i>	48	2,18245	4	13,859	$0,958 \cdot 10^{-6}$
56	<i>Ni</i>	6,4 дня	<i>Co</i>	56	2,89545	4	11,902	$0,678 \cdot 10^{-5}$
68	<i>Ge</i>	280 дней	<i>Ga</i>	68	1,28645	0 2	12,105 14,821	$0,553 \cdot 10^{-5}$ $0,366 \cdot 10^{-6}$

1	2	3	4	5	6	7	8	9
72	Se	8,4 дня	As	72	1,38145	1 3	13,288 17,423	0,169.10 ⁻⁵ 0,271.10 ⁻⁷
82	Sr	25,5 дней	Rb	82	1,18145	0 2	14,937 17,209	0,313.10 ⁻⁶ 0,336.10 ⁻⁷
88	Zr	85 дней	Y	88	1,28545	3	19,333	0,402.10 ⁻⁸
100	Pd	4 дн	Rh	100	1,38145	0	16,598	0,619.10 ⁻⁷
118	Te	6 дн	Sb	118	1,07845	0 2	12,380 21,071	0,383.10 ⁻⁸ 0,706.10 ⁻⁹
128	Ba	2,4 дн	Cs	128	1,48245	0 0	18,368 20,514	0,639.10 ⁻⁸ 0,120.10 ⁻⁸
134	Ce	72 часа	La	134	0,30245	0 2	21,327 22,850	0,546.10 ⁻⁹ 0,119.10 ⁻⁹
140	Nd	3,3 дня	Pr	140	1,08045	0 2	21,234 22,740	0,600.10 ⁻⁹ 0,133.10 ⁻⁹
148	Gd	130 лет	Eu	148	0,77545	0	22,093	0,935.10 ⁻¹⁰
156	Yb	64 час.	Tm	156	1,10245	2	24,614	0,204.10 ⁻¹⁰
188	Pt	10 дн.	Ir	188	1,28945	3 4	25,731 30,342	0,246.10 ⁻¹¹ 0,664.10 ⁻¹³
194	Hg	130 дн.	Au	194	1,12945	0 2	25,068 26,278	0,130.10 ⁻¹⁰ 0,887.10 ⁻¹¹
202	Rb	3.10 ³ лет	Tl	202	0,83245	1 3	26,526 28,530	0,273.10 ⁻¹¹ 0,403.10 ⁻¹²
206	Pb	8,8 дн.	Bi	206		6	30,070	0,36.10 ⁻¹³
208	Pb	2,93 лет	Bi	208	2,19045	0	22,571	0,157.10 ⁻⁹
210	Pb	138,4 дня	Bi	210	0,72145	1	27,226	0,150.10 ⁻¹¹

1	2	3	4	5	6	7	8	9
230	U	20,8 дн	Pa	230	0,32045	0	29,188	$0,211 \cdot 10^{-12}$
236	Pu	2,85 л	Np	236	0,26745	1	29,957	$0,977 \cdot 10^{-13}$
240	Cm	26,8 дн.	Am	240	1,03145	0	28,045	$0,6613 \cdot 10^{-1}$
242	Cm	162,5 дн.	Am	242	0,11745	1	30,601	$0,1130 \cdot 10^{-12}$

Стабильные четно-четные ядра-мишени

1	2	3	4	5	6	7	8	9
36	Ar		Cl	36	0,072	2	16,192	$0,9272 \cdot 10^{-7}$
54	Fe		Mn	54	0,095	2	18,361	$0,1061 \cdot 10^{-7}$
68	Ni		Co	58	0,399	2	17,723	$0,2010 \cdot 10^{-7}$
64	Zn		Cu	64	0,2104	0 2	16,693 18,953	$0,5627 \cdot 10^{-7}$ $0,5875 \cdot 10^{-8}$
78	Kr		Br	78	0,131	0,	18,564	$0,8647 \cdot 10^{-8}$
92	Mo		Nb	92	0,293	2 4	21,531 25,504	$0,4457 \cdot 10^{-9}$ $0,7592 \cdot 10^{-11}$
96	Ru		Tc	96	0,613	0	19,095	$0,5095 \cdot 10^{-8}$
106	Cd		Ag	106	0,373	0 2	20,906 22,580	$0,8335 \cdot 10^{-9}$ $0,1561 \cdot 10^{-9}$
112	Sn		In	112	0,133	0 2	22,121 23,711	$0,2471 \cdot 10^{-9}$ $0,5040 \cdot 10^{-10}$
120	Te		Sb	120	0,273	0 2	22,075 23,628	$0,2587 \cdot 10^{-9}$ $0,5472 \cdot 10^{-10}$
124	Xe		I	124	0,733	1 3	21,584 24,126	$0,4231 \cdot 10^{-9}$ $0,3199 \cdot 10^{-10}$
130	Ba		Cs	130	0,341	0 2	22,728 24,211	$0,1347 \cdot 10^{-9}$ $0,3057 \cdot 10^{-10}$

1	2	3	4	5	6	7	8	9
136	Ce	La ⁺	136	0,323	0	23,191	0,8462.10 ⁻¹⁰	
					2	24,635	0,2001.10 ⁻¹⁰	
144	Sm	Pm	144	2,415	5	24,731	0,1824.10 ⁻¹⁰	
158	Dy	Tb	158	0,944	3	25,638	0,7337.10 ⁻¹¹	
168	Yb	Tu	168	0,438	2	26,464	0,3206.10 ⁻¹¹	
					4	29,361	0,1774.10 ⁻¹²	
174	Hf	Lu	174	0,511	1	25,764	0,6466.10 ⁻¹¹	
180	W	Ta	180	0,083	0	26,860	0,2176.10 ⁻¹¹	
196	Hg	Au	196	0,104	1	28,202	0,5654.10 ⁻¹²	
					3	30,074	0,8722.10 ⁻¹²	
204	Pb	Tl	204	0,018	1	28,703	0,3424.10 ⁻¹²	
					3	30,526	0,5553.10 ⁻¹²	

Нечетно-четные ядра-мишени (нестабильные)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
49	V	330 дн.	Ti	49	1,38995	0	6,474	0,1543.10 ⁻²
						2	10,084	0,4173.10 ⁻⁴
						4	17,806	0,1848.10 ⁻⁷
53	Mn	2.10 ⁶ лет	Cr	53	1,3815	0	7,588	0,5065.10 ⁻³
						2	11,088	0,1530.10 ⁻⁴
57	Co	270 дн.	Fe	57	1,61905	2	10,376	0,3118.10 ⁻⁴
						4	17,483	0,2552.10 ⁻⁷
67	Ga	77,9 ч.	Zn	67	1,78045	1	8,983	0,1254.10 ⁻³
						3	13,866	0,9509.10 ⁻⁶

I	2	3	4	5	6	7	8	9
71	As	62 мса	Ge	71	3,79145	1 3	5,209 9,546	$0,4995 \cdot 10^{-7}$ $0,6469 \cdot 10^{-8}$
73	As	75 дн.	Ge	73	2,15445	3	19,216	$0,4476 \cdot 10^{-9}$
77	As	39 мса.	Ge	77	1,98455	0	7,634	$0,4336 \cdot 10^{-9}$
87	Y	20 м.	Sr	87	2,49775	3 5	12,486 19,706	$0,3779 \cdot 10^{-6}$ $0,3769 \cdot 10^{-7}$
91	Nb	10^4 л.	Zr	91	1,92525	3 4	14,154 19,508	$0,7116 \cdot 10^{-6}$ $0,2369 \cdot 10^{-7}$
95	Nb	35 дн.	Zr	95	0,33855	2 4	21,032 25,101	$0,7798 \cdot 10^{-8}$ $0,129 \cdot 10^{-10}$
97	Tc	$2,6 \cdot 10^6$ л.	Mo	97	1,08135	0	16,933	$0,4428 \cdot 10^{-9}$
99	Rh	15 дн.	Ru	99	2,88245	0	7,892	$0,3738 \cdot 10^{-9}$
101	Rh	4,7 дн.	Ru	101	1,34265	1 3	17,080 20,221	$0,3821 \cdot 10^{-7}$ $0,1587 \cdot 10^{-8}$
105	Ag	40 дн.	Pd	105	2,08345	3	17,601	$0,2270 \cdot 10^{-7}$
111	In	2,81 дн.	Cd	111	1,86585	4	21,523	$0,4496 \cdot 10^{-9}$
125	J	60 дн.	Te	125	0,93145	2 4	21,706 25,316	$0,3744 \cdot 10^{-9}$ $0,1013 \cdot 10^{-10}$
129	Cs	3,07 дн.	Xe	129	1,88445	0 2	16,873 18,675	$0,4701 \cdot 10^{-7}$ $0,7752 \cdot 10^{-9}$
131	Cs	9,5 дн.	Xe	131	1,13745	0 2 4	19,817 21,426 24,999	$0,2474 \cdot 10^{-8}$ $0,4954 \cdot 10^{-9}$ $0,1389 \cdot 10^{-10}$
135	Cs	$3 \cdot 10^6$ л	Xe	135	0,37755	2 4	23,778 27,106	$0,4714 \cdot 10^{-10}$ $0,1691 \cdot 10^{-11}$
137	La	$5 \cdot 10^4$ л	Ba	137	1,28245	2 4	21,348 24,872	$0,5353 \cdot 10^{-9}$ $0,1577 \cdot 10^{-10}$

I	2	3	4	5	6	7	8	9
I43	<i>Pm</i>	270 дн	<i>Nd</i>	I43	1,91145	1	18,977	$0,5732 \cdot 10^{-8}$
						3	21,641	$0,3992 \cdot 10^{-9}$
						5	26,175	$0,4288 \cdot 10^{-1}$
I45	<i>Pm</i>	16 дн	<i>Nd</i>	I45	0,92545	1	22,417	$0,1838 \cdot 10^{-9}$
						3	24,806	$0,1685 \cdot 10^{-10}$
						5	28,990	$0,2596 \cdot 10^{-12}$
I45	<i>Eu</i>	5 дн	<i>Sm</i>	I45	3,57445	1	11,210	$0,1354 \cdot 10^{-4}$
						3	14,394	$0,5606 \cdot 10^{-6}$
						5	19,824	$0,2314 \cdot 10^{-8}$
I47	<i>Eu</i>	24 дн.	<i>Sm</i>	I47	2,58245	1	16,544	$0,6131 \cdot 10^{-7}$
						3	19,486	$0,2444 \cdot 10^{-8}$
						5	24,237	$0,2804 \cdot 10^{-10}$
I49	<i>Eu</i>	120 дн.	<i>Sm</i>	I49	1,53745	1	20,629	$0,8995 \cdot 10^{-9}$
						3	23,304	$0,7563 \cdot 10^{-10}$
						5	27,579	$0,1053 \cdot 10^{-11}$
I53	<i>Tb</i>	62 л.	<i>Gd</i>	I53	2,53045	0	15,278	$0,8520 \cdot 10^{-7}$
						2	12,066	$0,1425 \cdot 10^{-7}$
						4	21,380	$0,3145 \cdot 10^{-9}$
I55	<i>Tb</i>	5,6 дн	<i>Gd</i>	I55	1,67245	0	20,238	$0,1591 \cdot 10^{-8}$
I67	<i>Tu</i>	2,6 дн	<i>Er</i>	I67	1,68745	0	22,133	$0,1633 \cdot 10^{-9}$
						4	22,718	$0,6774 \cdot 10^{-11}$
I69	<i>Lu</i>	2 дн	<i>Yb</i>	I69	3,04245	0	15,842	$0,1318 \cdot 10^{-6}$
I71	<i>Lu</i>	8,5 дн	<i>Yb</i>	I71	2,38245	3	22,002	$0,2765 \cdot 10^{-9}$
						5	26,202	$0,4773 \cdot 10^{-11}$
I73	<i>Lu</i>	1,4 л	<i>Yb</i>	I73	1,47245	1	22,706	$0,1377 \cdot 10^{-9}$
						3	24,932	$0,1485 \cdot 10^{-10}$
						5	28,805	$0,3020 \cdot 10^{-12}$
I77	<i>Ta</i>	53 час	<i>Hf</i>	I77	2,94245	0	17,042	$0,3969 \cdot 10^{-7}$
I79	<i>Ta</i>	600 дн	<i>Hf</i>	I79	0,90245	0	24,382	$0,2559 \cdot 10^{-10}$

I	2	3	4	5	6	7	8	9
						2	25,653	$0,7211 \cdot 10^{-10}$
						4	28,530	$0,4070 \cdot 10^{-12}$
						6	33,154	$0,3994 \cdot 10^{-14}$
183	Re	71 дн	W	183	1,65445	0	22,498	$0,1695 \cdot 10^{-9}$
189	Ir	11 дн	Os	189	1,35245	1	24,248	$0,2949 \cdot 10^{-10}$
						3	26,322	$0,3701 \cdot 10^{-11}$
195	Au	180 дн	Pt	195	1,00345	1	25,613	$0,7122 \cdot 10^{-11}$
						3	27,595	$0,1036 \cdot 10^{-11}$
205	Bi	14,5 дн.	Pb	205	3,48645	2	18,750	$0,7195 \cdot 10^{-8}$
						4	22,188	$0,2311 \cdot 10^{-9}$
						6	27,122	$0,1598 \cdot 10^{-11}$
207	Bi	8 л	Pb	207	3,14345	4	23,431	$0,6654 \cdot 10^{-10}$
						6	28,100	$0,5720 \cdot 10^{-12}$
225	Ac	10 дн	Pb	225	0,43245	0	28,337	$0,4661 \cdot 10^{-10}$
229	Pa	1,5 дн	Th	229	1,12745	0	26,947	$0,1981 \cdot 10^{-11}$
						2	28,038	$0,6660 \cdot 10^{-12}$
						4	30,526	$0,5530 \cdot 10^{-13}$
						6	34,466	$0,1075 \cdot 10^{-14}$
231	Pa	$3,43 \cdot 10^4$ л	Th	231	0,39745	1	29,109	$0,2119 \cdot 10^{-12}$
						3	30,871	$0,3918 \cdot 10^{-13}$
						5	33,987	$0,1823 \cdot 10^{-14}$
235	Np	410 дн.	U	235	0,90745	1	28,198	$0,5670 \cdot 10^{-12}$
						3	29,946	$0,9881 \cdot 10^{-13}$
						5	33,043	$0,4464 \cdot 10^{-14}$
237	Np	$2,4 \cdot 10^6$ л	U	237	0,26845	2	30,437	$0,6045 \cdot 10^{-12}$
						4	32,739	$0,5812 \cdot 10^{-14}$
239	Np	2,346 дн	U	239	0,49955	0	28,829	$0,3016 \cdot 10^{-12}$
						2	29,856	$0,1081 \cdot 10^{-12}$
						4	32,215	$0,1022 \cdot 10^{-13}$
						6	35,972	$0,2387 \cdot 10^{-15}$

1	2	3	4	5	6	7	8	9
241	<i>Am</i>	458 л	<i>Pu</i>	241	0,76145	1	28,842	$0,2688 \cdot 10^{-12}$
						3	30,538	$0,5249 \cdot 10^{-13}$
						5	33,610	$0,2930 \cdot 10^{-14}$
243	<i>Am</i>	$7,95 \cdot 10^3$ л	<i>Pu</i>	243	0,21945	1	30,169	$0,7302 \cdot 10^{-13}$
						3	31,825	$0,1508 \cdot 10^{-12}$
						5	34,781	$0,7849 \cdot 10^{-15}$
245	<i>Bk</i>	4,98 дн.	<i>Cm</i>	245	1,62145	1	26,980	$0,1976 \cdot 10^{-11}$
						3	28,745	$0,3275 \cdot 10^{-12}$
						5	31,865	$0,1450 \cdot 10^{-13}$
247	<i>Bk</i>	10^4 л	<i>Cm</i>	247	0,76245	0	28,831	$0,3012 \cdot 10^{-12}$
251	<i>Es</i>	1,5 дн.	<i>Cf</i>	251	1,41245	0	27,503	$0,1136 \cdot 10^{-11}$
253	<i>Es</i>	20,03 дн.	<i>Cf</i>	253	0,41645	0	29,734	$0,1220 \cdot 10^{-12}$

Стабильные нечетно-четные ядра-милени.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
35	<i>Cl</i>		<i>S</i>	35	0,615	0	9,363	$0,8552 \cdot 10^{-4}$
						2	13,085	$0,2076 \cdot 10^{-5}$
39	<i>K</i>		<i>Ar</i>	39	0,217	0	12,772	$0,2840 \cdot 10^{-5}$
45	<i>Sc</i>		<i>Ca</i>	45	0,521	0	11,881	$0,6904 \cdot 10^{-5}$
						2	14,923	$0,3301 \cdot 10^{-6}$
63	<i>Cu</i>		<i>Ni</i>	63	0,716	0	14,085	$0,7641 \cdot 10^{-6}$
						2	16,586	$0,6261 \cdot 10^{-7}$
						4	21,965	$0,2889 \cdot 10^{-9}$
79	<i>Bz</i>		<i>Se</i>	79	0,622	1	17,185	$0,3439 \cdot 10^{-7}$
						3	20,612	$0,1117 \cdot 10^{-7}$
93	<i>Nb</i>		<i>Zr</i>	93	0,723	2	19,730	$0,2700 \cdot 10^{-8}$
						4	23,971	$0,3887 \cdot 10^{-10}$
85	<i>Rb</i>		<i>Kz</i>	85	0,1030	1	19,662	$0,2892 \cdot 10^{-8}$
						3	22,764	$0,1298 \cdot 10^{-9}$

I	2	3	4	5	6	7	8	9
103	<i>Rh</i>		<i>Ru</i>	103	0,033	1 3	21,822 24,560	$0,3331 \cdot 10^{-9}$ $0,2156 \cdot 10^{-10}$
107	<i>Ag</i>		<i>Pd</i>	107	0,753	1 3	19,883 22,731	$0,2316 \cdot 10^{-8}$ $0,1342 \cdot 10^{-9}$
113	<i>In</i>		<i>Cd</i>	113	0,473	4	26,073	$0,4762 \cdot 10^{-11}$
121	<i>Sb</i>		<i>Sn</i>	121	0,393	0 2 4	21,421 22,993 26,532	$0,4976 \cdot 10^{-9}$ $0,1031 \cdot 10^{-9}$ $0,3000 \cdot 10^{-11}$
127	<i>J</i>		<i>Te</i>	127	0,094	0 2 4	22,788 24,280 27,652	$0,1268 \cdot 10^{-9}$ $0,2853 \cdot 10^{-10}$ $0,9798 \cdot 10^{-12}$
133	<i>Cs</i>		<i>Xe</i>	133	0,363	2 4	23,854 27,200	$0,4357 \cdot 10^{-10}$ $0,1539 \cdot 10^{-11}$
141	<i>Pz</i>		<i>Ce</i>	141	0,203	0 2 4	23,718 25,122 28,303	$0,5004 \cdot 10^{-10}$ $0,1228 \cdot 10^{-10}$ $0,5105 \cdot 10^{-12}$
151	<i>Eu</i>		<i>Sm</i>	151	0,713	0 2 4	22,006 24,402 27,155	$0,1020 \cdot 10^{-9}$ $0,2595 \cdot 10^{-10}$ $0,1079 \cdot 10^{-11}$
169	<i>Tu</i>		<i>Er</i>	169	0,444	1	25,250	$0,2501 \cdot 10^{-11}$
175	<i>Lu</i>		<i>Yb</i>	175	0,316	1 3 5	26,076 28,116 31,727	$0,4735 \cdot 10^{-12}$ $0,6157 \cdot 10^{-12}$ $0,1664 \cdot 10^{-12}$
185	<i>Re</i>		<i>W</i>	185	0,383	1 3 5	26,602 28,578 32,076	$0,2798 \cdot 10^{-11}$ $0,3880 \cdot 10^{-12}$ $0,1177 \cdot 10^{-13}$
191	<i>Jr</i>		<i>Os</i>	191	0,473	3 5	28,651 32,100	$0,3605 \cdot 10^{-12}$ $0,1146 \cdot 10^{-13}$
197	<i>Au</i>		<i>Pt</i>	197	0,033	1 3	28,171 30,03	$0,5830 \cdot 10^{-12}$ $0,2326 \cdot 10^{-12}$

I	2	3	4	5	6	7	8	9
203	<i>Tl</i>		<i>Hg</i>	203	0,227	1	27,817	$0,2270 \cdot 10^{-12}$
						2	29,536	$0,1001 \cdot 10^{-10}$
209	<i>Bi</i>		<i>Pb</i>	209	0,153	1	22,100	$0,4100 \cdot 10^{-11}$
						2	30,313	$0,4847 \cdot 10^{-13}$
						3	33,502	$0,1710 \cdot 10^{-14}$

Коротко-периодные ядра-мишени (нестабильные)

I	2	3	4	5	6	7	8	9
19	<i>Na</i>	2,58 л.	<i>Ne</i>	22	3,52515	2	1,328	$0,2648 \cdot 10^{-0}$
26	<i>Al</i>	$8,10^{-5}$ лет	<i>Mg</i>	26	4,73585	0	0	1
32	<i>P</i>	14,22 дн.	<i>Si</i>	32	6,7975	0	0	1
36	<i>Cl</i>	$3,08 \cdot 10^5$ л.	<i>S</i>	36	1,91785	2	3,285	$0,4578 \cdot 10^{-2}$
46	<i>Sc</i>	83,9 дн.	<i>Ca</i>	46	2,16475	4	12,925	$0,2436 \cdot 10^{-1}$
48	<i>V</i>	16 дн.	<i>Ti</i>	48	4,73555	4	6,916	$0,9917 \cdot 10^{-3}$
54	<i>Mn</i>	300 дн.	<i>Cr</i>	54	2,16095	2	6,933	$0,9752 \cdot 10^{-3}$
						4	13,774	$0,1042 \cdot 10^{-5}$
56	<i>Co</i>	77,3 дн.	<i>Fe</i>	56	3,35685	4	6,324	$0,1792 \cdot 10^{-2}$
58	<i>Co</i>	71,3 дн.	<i>Fe</i>	58	3,00095	2	4,694	$0,9143 \cdot 10^{-3}$
72	<i>As</i>	26 ч.	<i>Ge</i>	72	5,17255	1	0,763	$0,4562 \cdot 10^{-0}$
						3	4,182	$0,1526 \cdot 10^{-1}$
74	<i>As</i>	17,5 дн.	<i>Ge</i>	74	3,34595	1	3,707	$0,2453 \cdot 10^{-1}$
						3	7,758	$0,4230 \cdot 10^{-3}$
76	<i>As</i>	26,4 ч.	<i>Ge</i>	76	1,70575	3	14,207	$0,2161 \cdot 10^{-5}$
						1	10,240	$0,3571 \cdot 10^{-4}$

					6	7	8	9
82	Rb	32,3H	Kz	88	3,4334	1 2	2,737 7,364	0,2046.10 ⁻¹ 0,4132.10 ⁻¹
84	Rb	34,1H	Kz	90	3,2107	1 3	14,178 13,507	0,210.10 ⁻¹ 0,8317.10 ⁻²
86	Y	36,1H	Sz	92	4,4634	2 5	6,231 12,575	0,1703.10 ⁻¹ 0,3113.10 ⁻¹
88	Y	37,9H	Sz	94	0,2384	1 3	12,681 12,754	0,1620.10 ⁻³ 0,1320.10 ⁻²
90	Nb	40,1H	Zz	96	2,8701	2 4	2,547 14,510	0,8453.10 ⁻⁴ 0,4332.10 ⁻⁵
92	Tc	42,1H	Mo	98	3,7176	0	4,310	0,1003.10 ⁻¹
94	Rh	44,7H	Ru	100	2,7063	0	6,943	0,9615.10 ⁻³
96	Nb	45,8.10 ² 10 ²	Zz	102	1,7024	0	12,006	0,2054.10 ⁻³
98	Rh	46,7H	Ru	104	3,1063	0	2,263	0,9481.10 ⁻⁴
100	Sb	51,0H	Sn	100	2,46755	0 2	7,351 1,472	0,6416.10 ⁻³ 0,7646.10 ⁻⁴
102	Sb	52,9H	Sn	102	2,4043	1 3	13,123 16,823	0,2000.10 ⁻⁵ 0,4940.10 ⁻⁷
104	Sb	55,0H	Sn	104	1,43545	3	21,041	0,7193.10 ⁻²
106	J	56,1H	Te	106	3,25045	1 3	7,021 10,390	0,8308.10 ⁻³ 0,2293.10 ⁻⁴
108	J	59,3H	Te	108	2,93245	1 3	10,911 14,433	0,1826.10 ⁻⁴ 0,5394.10 ⁻¹
132	Cs	6,2H	Xe	132	2,8513	1 3	11,225 15,407	0,6619.10 ⁻¹ 0,2045.10 ⁻⁶
134	Cs	7,07H	Xe	134	2,1020	4	21,500	0,4164.10 ⁻²

1	2	3	4	5	6	7	8	9
144	<i>Pm</i>	300 дн	<i>Nd</i>	144	3,079449	4	18,702	$0,7547 \cdot 10^{-8}$
146	<i>Pm</i>	1 л	<i>Nd</i>	146	2,22345	3	20,399	$0,1383 \cdot 10^{-8}$
						5	25,054	$0,1316 \cdot 10^{-10}$
148	<i>Pm</i>	42 дн	<i>Nd</i>	148	1,29645	0	20,639	$0,1088 \cdot 10^{-8}$
146	<i>Eu</i>	38 д	<i>Sm</i>	146	4,64445	5	15,580	$0,1711 \cdot 10^{-6}$
148	<i>Eu</i>	54 дн	<i>Sm</i>	148	3,87345	5	18,404	$0,1016 \cdot 10^{-7}$
152	<i>Eu</i>	12,7 л	<i>Sm</i>	152	2,63945	3	15,108	$0,5027 \cdot 10^{-8}$
154	<i>Eu</i>	16 л	<i>Sm</i>	154	1,50045	3	23,319	$0,7475 \cdot 10^{-10}$
156	<i>Eu</i>	15,4 дн.	<i>Sm</i>	156	0,05745	0	24,860	$0,1600 \cdot 10^{-10}$
156	<i>Tb</i>	5,6 дн.	<i>Gd</i>	156	3,18545	3	16,712	$0,5305 \cdot 10^{-7}$
160	<i>Tb</i>	72,3 дн	<i>Gd</i>	160	0,81115	3	25,757	$0,6512 \cdot 10^{-11}$
166	<i>Ho</i>	27,3 ч	<i>Dy</i>	166	0,30045	1	25,590	$0,7694 \cdot 10^{-11}$
168	<i>Tu</i>	85 дн	<i>Er</i>	168	3,49945	2	19,575	$0,3153 \cdot 10^{-8}$
						4	23,058	$0,9682 \cdot 10^{-10}$
170	<i>Tu</i>	129 дн	<i>Er</i>	170	0,32245	1	25,692	$0,6949 \cdot 10^{-11}$
170	<i>Lu</i>	1,7 дн	<i>Yb</i>	170	4,33245	0	9,720	$0,6107 \cdot 10^{-4}$
172	<i>Lu</i>	6,7 дн	<i>Yb</i>	172	3,48245	1	13,918	$0,9019 \cdot 10^{-6}$
						3	16,922	$0,4473 \cdot 10^{-7}$
174	<i>Lu</i>	165 дн	<i>Yb</i>	174	2,28245	1	19,875	$0,2336 \cdot 10^{-8}$
182	<i>Re</i>	64 дн	<i>W</i>	182	3,64245	6	25,386	$0,9443 \cdot 10^{-11}$
184	<i>Re</i>	2,2 дн	<i>W</i>	184	2,41145	0	19,839	$0,2421 \cdot 10^{-8}$
186	<i>Re</i>	88,9 дн	<i>W</i>	186	1,32045	1	23,930	$0,4049 \cdot 10^{-10}$

1	2	3	4	5	6	7	8	9
188	<i>Zr</i>	41,5 ч	<i>Os</i>	188	3,61445	3 5	17,951 22,822	$0,1599 \cdot 10^{-7}$ $0,1222 \cdot 10^{-9}$
190	<i>Zr</i>	11 дн	<i>Os</i>	190	2,83245	3 5	21,551 25,644	$0,4359 \cdot 10^{-9}$ $0,7294 \cdot 10^{-11}$
192	<i>Zr</i>	74,5 дн	<i>Os</i>	192	1,95245	3	24,500	$0,2290 \cdot 10^{-10}$
196	<i>Zr</i>	5,6 дн	<i>Os</i>	196		5	28,152	$0,5937 \cdot 10^{-12}$
194	<i>Au</i>	39,5 ч	<i>Pt</i>	194	3,29145	0 2	16,960 18,631	$0,4309 \cdot 10^{-7}$ $0,8105 \cdot 10^{-8}$
196	<i>Au</i>	5,6 дн	<i>Pt</i>	196	2,26145	1 3	21,724 23,920	$0,3675 \cdot 10^{-9}$ $0,4088 \cdot 10^{-10}$
198	<i>Au</i>	2,697 дн	<i>Pt</i>	198	1,09545	1 3	25,318 27,502	$0,1010 \cdot 10^{-10}$ $0,1389 \cdot 10^{-11}$
202	<i>Tl</i>	12 дн	<i>Hg</i>	202	2,00045	1 3	22,990 25,083	$0,1036 \cdot 10^{-9}$ $0,1278 \cdot 10^{-10}$
204	<i>Tl</i>	3,56 л	<i>Hg</i>	204	1,12745	1 3	25,576 27,526	$0,7805 \cdot 10^{-11}$ $0,1110 \cdot 10^{-11}$
206	<i>Bi</i>	6,4 дн	<i>Pb</i>	206	4,43445	6	23,271	$0,7825 \cdot 10^{-10}$
208	<i>Bi</i>	$3 \cdot 10^4$ л	<i>Pb</i>	208	3,65245	0	16,974	$0,1041 \cdot 10^{-6}$
210	<i>Bi</i>	$2,6 \cdot 10^6$ л	<i>Pb</i>	210	0,72145	1	27,023	$0,1836 \cdot 10^{-11}$
226	<i>Ac</i>	29 ч	<i>Pa</i>	226	1,52945	0	25,463	$0,8740 \cdot 10^{-11}$
230	<i>Pa</i>	17,7 дн	<i>Th</i>	230	2,03645	0	24,367	$0,2615 \cdot 10^{-10}$
232	<i>Pa</i>	1,31 дн	<i>Th</i>	232	1,23645	1 3	26,983 28,786	$0,1911 \cdot 10^{-11}$ $0,3150 \cdot 10^{-12}$
234	<i>Np</i>	4,4 дн	<i>U</i>	234	2,60045	0 2	23,235 24,428	$0,8096 \cdot 10^{-10}$ $0,2460 \cdot 10^{-10}$
236	<i>Np</i>	$5 \cdot 10^3$ л	<i>U</i>	236	2,00145	1	25,422	$0,9107 \cdot 10^{-11}$

1	2	3	4	5	6	7	8	9
238	Np	2,1 дн	U	238	0,89945	2	29,069	$0,2373 \cdot 10^{-12}$
242	Am	100 л	Pu	242	1,50645	1	26,930	$0,2014 \cdot 10^{-11}$
246	Bk	1,8 дн	Cm	246	2,24445	0	24,418	$0,2504 \cdot 10^{-10}$
252	Es	140 дн	Cf	252	2,02245	0	24,905	$0,1395 \cdot 10^{-10}$

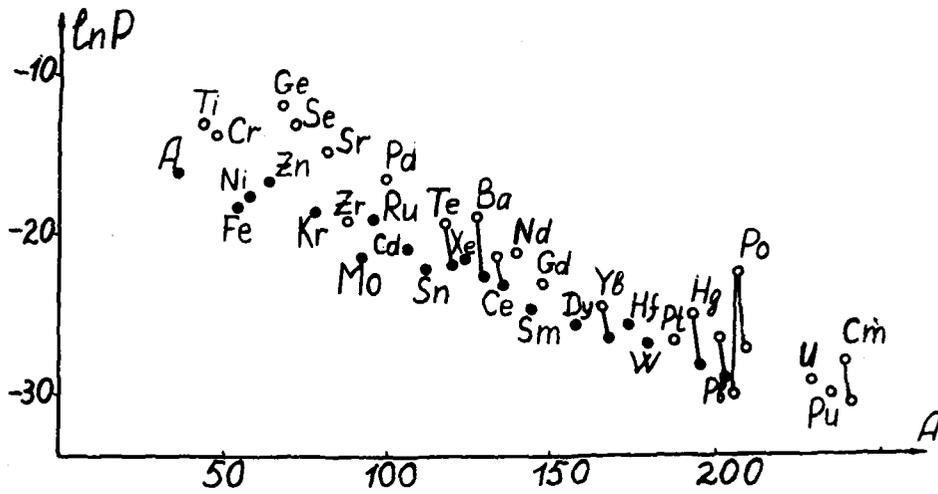


Рис. I. Логарифмическая зависимость коэффициентов проницаемости потенциальных барьеров для четно-четных ядер-мишеней

- - стабильных
- - нестабильных

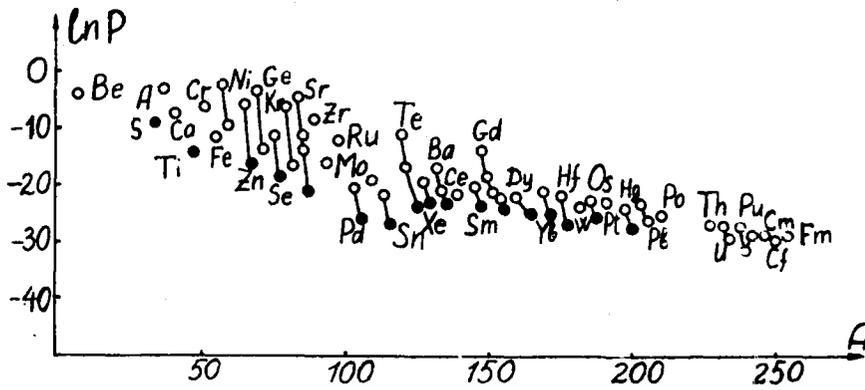


Рис.2. То же для четно-нечетных ядер-мишеней

- - нестабильных
- - стабильных

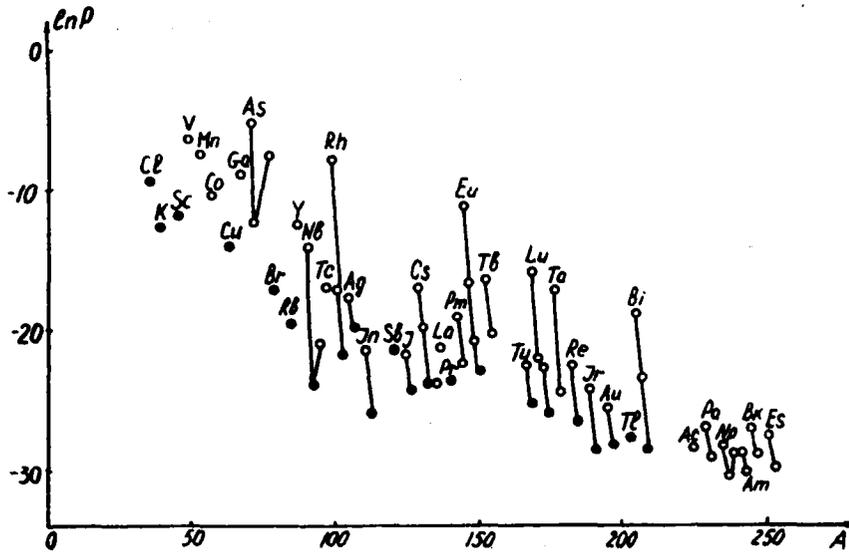


Рис.3. То же для нечетно-четных ядер-мишеней

- - нестабильных
- - стабильных

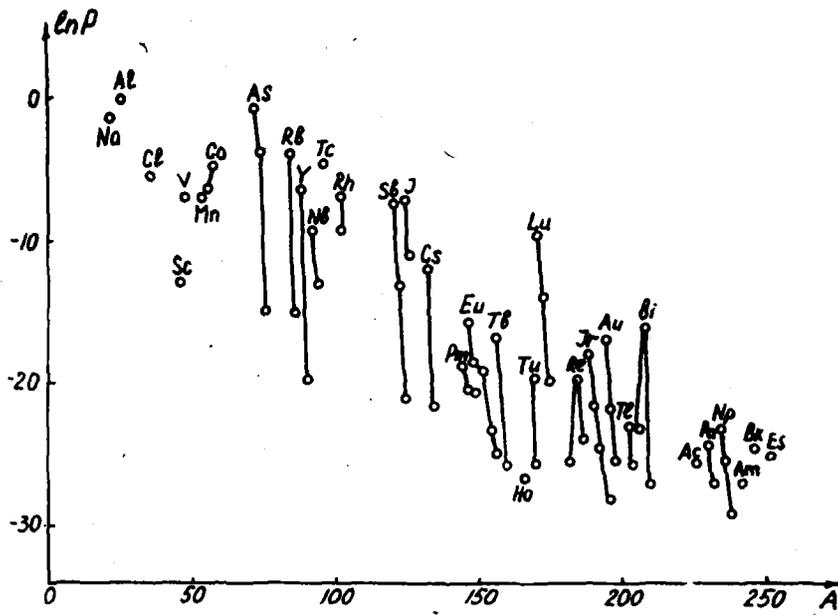


Рис.4. То же для нечетно-нечетных ядер-мишеней нестабильных

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. Атомиздат 1965 г.
2. *Strominger D. Hollander J.M. and Seaborg G. Revs. Modern Phys 30, 585 (1958)*
3. *Konijn J. "Q-values for (n,p) and (n,d) - reactions" AE-Repts. AE-58 Stockholm 1961.*
4. *Rosen L., Blevy J., Goldhaber A. Nature vol 206, No 4981.*
5. Джелопов Б.С., Пекер А.К. Схемы распада радиоактивных ядер. Издание АН СССР, 1958.
6. Джелопов Б.С., Пекер А.К., Сергеев В.О. Схемы распада радиоактивных ядер $A \geq 100$. Изд. АН СССР, 1963.
7. Справочник по ядерной физике. Пер. с английского под ред. академика Арцимовича Л.А.

СЕЧЕНИЯ ВЫХОДА γ -КВАНТОВ С ЭНЕРГИЕЙ
 ВЫШЕ 2 МэВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ 14 МэВ
 С ЯДРАМИ АТОМОВ *Li, Be, B, C, N, O, F, Al.*

Г.Н. Маслов, Ф. Насыров, Н.Ф. Пашкин.

Нейтроны с энергией 14 МэВ возникали в центре шара $\varnothing 150$ мм из исследуемого вещества. γ -кванты регистрировались с помощью трехкристального спектрометра пар, который был установлен на расстоянии 1400 мм от источника нейтронов.

При расчете сечений выхода γ -квантов учитывалось многократное рассеяние нейтронов в образцах, ослабление потока нейтронов и уменьшение их энергии, ослабление потока γ -квантов.

В таблице приведены результаты обработки аппаратурных спектров, включающие данные о величине энергии и величине сечения образования γ -квантов при неупругом взаимодействии $1/d + t$ нейтронов с ядрами некоторых легких атомов.

При измерениях с *Li* γ -линии не наблюдались, поэтому была сделана оценка наибольшего значения сечения. Для интервала энергий 2-4 МэВ сечение выхода γ -квантов ниже 40 мб, для интервала 4-10 меньше 10 мб.

В бериллии также не было отмечено ясно выраженных γ -линий с энергией выше 2 МэВ. γ -Линия 2,4 МэВ проявилась очень слабо ($\sigma < 30$ мб). Результаты для C, B и F были получены соответственно из аппаратурных спектров B_4C и CF_2 и C. Результаты для O были найдены из измерений с H_2O .

Таблица I

Гамма-излучение при взаимодействии нейтронов 14 МэВ с ядрами атомов *Be, B, C, N, O, F и Al.*

Ядро-мишень	E_γ , МэВ	σ , мб	Предполагаемые реакции и γ -переходы	
Be^9	2,4	<30	$Be^9(n, n'\gamma)_{2,43} \rightarrow 0$	
B	2,10	110 ± 40	$B^8(n, n'\gamma)$	$B^{10}(n, n'\gamma)$
B	2,95	33 ± 15	2,13 \rightarrow 0; $B^8(n, n'\gamma)$	2,15 \rightarrow 0. $B^{10}(n, n'\gamma)$
B	3,38	16 ± 8	5,04 \rightarrow 2,13; $B^{10}(n, n'\gamma)$	3,58 \rightarrow 0,72. 5,15 \rightarrow 2,15.
B	5,18		5,18 \rightarrow 1,74.	

Ядро-мишень	E_p , МэВ	σ , мб	Предполагаемые реакции и γ -переходы	
B	3,70	16 ± 8	$B^{10}(n, n'\gamma)$; 3,58 \rightarrow 0.	
B	4,0	13 ± 8	$B^{10}(n, n'\gamma)$ 4,77 \rightarrow 0,72.	
B	4,45	126 ± 40	$B^{11}(n, n'\gamma)$ 4,46 \rightarrow 0;	$B^{10}(n, n'\gamma)$ 5,16 \rightarrow 0,72.
B	5,05	28 ± 10	$B^{11}(n, n'\gamma)$ 5,34 \rightarrow 0;	$B^{10}(n, n'\gamma)$; 5,11 \rightarrow 0.
B	7,0	25 ± 15	$B^{11}(n, n'\gamma)$ 6,81 \rightarrow 0;	$B^{10}(n, n'\gamma)$ 7,64 \rightarrow 0,72 7,78 \rightarrow 0,72
B	8,5	5 ± 3	$B^{11}(n, n'\gamma)$ 8,57 \rightarrow 0	
B	9,20	5 ± 3	$B^{11}(n, n'\gamma)$ 9,27 \rightarrow 0.	
C^{12}	4,45	163 ± 30	$C^{12}(n, n'\gamma)$ 4,43 \rightarrow 0.	
N^{14}	2,24	70 ± 30	$N^{14}(n, n'\gamma)$ 2,31 \rightarrow 0;	$N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ 2,13 \rightarrow 0.
N^{14}	4,50	65 ± 20	$N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ 4,46 \rightarrow 0.	
N^{14}	5,25	70 ± 20	$N^{14}(n, \gamma)N^{15}$ 5,28 \rightarrow 0; 5,30 \rightarrow 0.	
N^{14}	9,10	8 ± 4	$N^{14}(n, \gamma)N^{15}$ $N^{14}(n, n'\gamma)$ $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ 9,15 \rightarrow 0; 8,99 \rightarrow 0; 8,93 \rightarrow 0; 9,03 \rightarrow 0; 9,17 \rightarrow 0; 9,28 \rightarrow 0.	
O^{16}	3,10	48 ± 25	$O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ 3,08 \rightarrow 0.	
O^{16}	3,85	85 ± 30	$O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ 3,85 \rightarrow 0.	
O^{16}	6,10	142 ± 30	$O^{16}(n, n'\gamma)$ 6,13 \rightarrow 0; 6,05 \rightarrow 0.	
O^{16}	7,0	38 ± 15	$O^{16}(n, n'\gamma)$ 7,12 \rightarrow 0; 6,92 \rightarrow 0.	
O^{16}	7,70	4 ± 2	$O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ 7,68 \rightarrow 0; 7,55 \rightarrow 0.	

Ядро- мишень	E_f , МэВ	σ , мб	Предполагаемые реакции и γ - переходы
F^{19}	2,60	49 ± 25	$F^{19}(n, n'\gamma)$ 2,78 \rightarrow 0,20; 2,78 \rightarrow 0,II.
F^{19}	3,10	17 ± 8	$F^{19}(n, 2n)F^{18}$ 3,06 \rightarrow 0; 3,13 \rightarrow 0.
F^{19}	4,20	35 ± 25	$F^{19}(n, n'\gamma)$ 4,39 \rightarrow 0,197 4,57 \rightarrow 0,197
F^{19}	5,26	22 ± 10	$F^{19}(n, n'\gamma)$ 5,34 \rightarrow 0,II; 5,49 \rightarrow 0,20.
F^{19}	6,10	25 ± 10	$F^{19}(n, \alpha)N^{16}$ $N^{16} \xrightarrow[\beta-\gamma]{7,4сек} O^{16}$; 6,13 \rightarrow 0.
F^{19}	7,70	4 ± 3	$F^{19}(n, n'\gamma)$ 9,07 \rightarrow I,35.
Al^{27}	2,20	110 ± 40	$Al^{27}(n, n'\gamma)$ 2,21 \rightarrow 0.
Al^{27}	2,80	25 ± 15	$Al^{27}(n, n'\gamma)$ 3,67 \rightarrow 0,84.
Al^{27}	3,0	102 ± 30	$Al^{27}(n, n'\gamma)$ 2,98 \rightarrow 0.
Al^{27}	4,0	18 ± 10	$Al^{27}(n, n'\gamma)$ 3,98 \rightarrow 0.

СПЕКТРЫ ГАММА - ЛУЧЕЙ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14,2 Мэв

А.Г.Баков, В.Г. Двухшерстнов, В.А.Дулин, Ю.А.Казанский

Изучение спектров гамма-лучей из различных возбужденных состояний ядер важно с точки зрения определения некоторых статистических характеристик ядер (таких, как плотность уровней, температура и т.д.) и выявления механизма реакции.

Значительное число работ, например, [1-4], посвящено изучению спектров гамма-лучей радиационного захвата тепловых и быстрых нейтронов. В этих работах изучаются спектры гамма-лучей радиационного захвата при энергии возбуждения компаунд-ядра, равной $B_n + E_n$, где B_n - энергия связи нейтрона в ядре, E_n - кинетическая энергия захваченного нейтрона. Реакция (n, γ) позволяет получить спектры гамма-лучей из возбужденных состояний близких к энергии связи нейтрона, поскольку при $E_n > 0,7$ Мэв возникают трудности, связанные с малым сечением радиационного захвата нейтронов в большинстве ядер и конкуренцией реакции $(n, n' \gamma)$. Исследуемый интервал возбуждения ядер можно существенно расширить, если использовать реакцию типа $(n, n' \gamma)$ при условии регистрации гамма-квантов в совпадении с нейтронами определенной энергии. Кроме того, для выяснения механизма реакций (n, γ) и $(n, n' \gamma)$ имеет смысл сравнить спектры гамма-лучей, испускаемые из одного и того же энергетического интервала возбуждения ядер в этих реакциях. Хотя сравнение здесь только качественное, так как составные ядра, вообще говоря, различные ($A + 1$ и A , соответственно).

В настоящей работе измерялись аппаратурные спектры гамма-лучей, сопровождающих неупругое рассеяние нейтронов с энергией 14,2 Мэв на ядрах железа, алюминия и висмута. Гамма-лучи регистрировались в совпадении с нейтронами, энергия некоторых была выше 0,5; 1,5; 2,5; 3,5; 4,5; 6,5 и 8,5 Мэв. Это позволило получить аппаратурные спектры гамма-лучей, испускаемых из следующих энергетических интервалов возбуждения ядер железа: 13,7+11,7; 11,7+9,7; 9,7+7,7 Мэв и алюминия - 13,7+11,7 и 11,7+9,7 Мэв.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО

На рис. 1 и 2 приведены установка и схема экспериментального

устройства. Источником нейтронов служила реакция $T(d,n)He^4$, дейтроны ускорялись до 700 кэВ на каскадном генераторе. Регистрация рассеянных нейтронов из реакции $(n,n'\gamma)$ производилась с помощью однокристалльного сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов с дискриминацией гамма-лучей по времени высвечивания на основе стибьенового кристалла [5].

Детектором гамма-лучей служил однокристалльный сцинтилляционный спектрометр с кристаллом $NaI(Tl)$ $\phi 70$ и $h=70$ мм. Для регистрации актов совпадений была использована быстро-медленная схема совпадений. Исследуемые образцы имели толщину - 10 мм и диаметр - 40 мм. Эффективность быстрой схемы совпадений была постоянной для гамма-лучей и нейтронов выше 0,5 МэВ. Детектор нейтронов при пороге 0,5 МэВ по нейтронам обеспечивал ослабление скорости счета гамма-лучей в ~ 300 раз. Мониторирование интенсивности нейтронного потока осуществлялось с помощью порогового нейтронного детектора (сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов с дискриминацией гамма-лучей по времени высвечивания, эффективный нейтронный порог ~ 5 МэВ). Все измерения производились при токе дейтронов ~ 1 мА. Фон мерился без образца. Наилучшее соотношение между эффектом и фоном было при пороге по нейтронам 2,5 МэВ - $\frac{\Delta + \Phi}{\Phi} \approx 4$, наихудшее - $\frac{\Delta + \Phi}{\Phi} \approx \infty$. Случайные совпадения оценивались методом задержанных совпадений. Оказалось, что случайные совпадения не превышают 5% от эффекта.

При низких порогах по нейтронному каналу возможна регистрация гамма-лучей из реакции $(n,2n\gamma)$, а также реакции $(n,2n)$ за счет радиационного захвата нейтронов в кристалле $NaI(Tl)$. Вклад последнего эффекта не должен составлять более 5%, например, для железа, исходя из эффективности регистрации нейтронов кристаллом $NaI(Tl)$ и сечения реакции $Fe^{56}(n,2n)$. Гамма-лучи из реакции $(n,2n\gamma)$ также, по-видимому, не присутствуют в измеренных спектрах, поскольку в низкоэнергетической области спектров нет гамма-лучей, которые могли бы быть идентифицированы как относящиеся к этой реакции. Кроме того, в полученных нейтронных спектрах нет нейтронов, связанных с реакцией $(n,2n)$ в отличие от работы [6].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 3, 4 и 5 приведены аппаратурные спектры гамма-лучей, измеренные в совпадении с неупруго-рассеянными нейтронами на ядрах железа, алюминия и висмута. Спектры получены при различных энергетических порогах по нейтронному каналу. Указанные ошибки являются статистическими. Можно отметить как общую закономерность, что измеренные спектры являются резко спадающими и близки к испарительным, что подтверждает результаты, полученные в работе [7], где измерены спектры гамма-излучения при неупругом рассеянии нейтронов с энергиями 5,8 и 7,5 МэВ.

На рис. 6 приведены аппаратурные спектры гамма-лучей железа в совпадении с рассеянными нейтронами, энергия которых лежит в следующих энер-

гетических интервалах: 0,5+2,5; 2,5+4,5 и 4,5+6,5 Мэв, что соответствует интервалам возбуждения ядер железа - I3,7+II,7; II,7+9,7 и 9,7+7,7 Мэв. Аналогичные спектры для алюминия показаны на рис. 7.

Эти спектры приведены на протон отдачи в кристалле стильбена или, что тоже самое, площадь под каждым спектром нормирована к единице при ширине канала анализатора 50 кэв. Аппаратурные спектры на рис. 6 и 7 были получены из данных рис. 3 и 7. Алгоритм получения следующий: пусть

$(E_r)|_{B_i}$ -аппаратурный спектр гамма-лучей, совпадающих с нейтронами, энергия которых выше некоторого порога B_i . Тогда аппаратурный спектр гамма-лучей, совпадающих с нейтронами, имеющими энергию в интервале от B_i до $B_i+\Delta E$, будет

$$N(E_r)|_{B_i+(B_i+\Delta E)} = N(E_r)|_{B_i} - 2N(E_r)|_{B_i+\Delta E} + N(E_r)|_{B_i+2\Delta E} \quad (1)$$

Вычисления были проведены для $\Delta E = 2$ Мэв. Этот способ получения спектров гамма-лучей из фиксированных интервалов возбуждения ядра справедлив, поскольку распределение протонов отдачи по энергиям в кристалле стильбена близко к "ступеньке" $\frac{dE_n}{E_n}$.

Полученные спектры имеет смысл сопоставить со спектрами гамма-лучей радиационного захвата нейтронов. Как правило, спектры радиационного захвата как тепловых, так и быстрых нейтронов более жесткие. Для примера на рис.6 пунктирной гистограммой показан аппаратурный спектр гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов в железе. Спектры рис.6 измерены одним и тем же детектором. Такое различие в форме спектров можно было бы объяснить, например, тем, что при неупругом рассеянии нейтронов возбуждаются уровни с большими моментами. Однако, сравнение результатов настоящей работы и [7,8] позволяют сделать заключение, что характер спектров гамма-лучей, сопровождающих неупругое рассеяние нейтронов с энергиями 5,8; 7,5 и 14,2 Мэв существенно не меняется. Возможно, имеет смысл для реакций неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов говорить о различных механизмах образования возбужденных состояний ядер. Различие в механизмах и приводит к различным способам снятия возбуждения.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Е.С.МАТУСЕВИЧУ, принимавшему участие в расчете настоящего эксперимента, А.В.МАЛЫШЕВУ и В.С.СТАВИНСКОМУ за ценные советы и обсуждение результатов работы, А.П.КЛИМОВУ за обеспечение четкой работы каскадного генератора.

И Н Т Е Р А Т У Р А

1. I Bergqvist, *Arkiv för Fysik*, 23, 417 (1963).
2. I Bergqvist, N. Starfelt, *Arkiv för Fysik*, 23, 435 (1963).
3. J. Bird, T. Gobbons, W. Gud, *Phys. Letters*, 1, 262 (1962).
4. А.Г. Баков, Д.А. Казанский, *ЖЭТФ*, 46, 1153 (1964).
5. F. Brooks, *Nucl. Instrum. Meth.*, 4, 151 (1959).
6. В.В. Ануфриенко и др. "Ядерная физика" 2, 826 (1965).
7. I. Bergqvist et al., *Nucl. Phys.*, 80, 198 (1966).
8. J. Perkin, N. Starfelt, *Nucl. Phys.*, 63, 526 (1965).

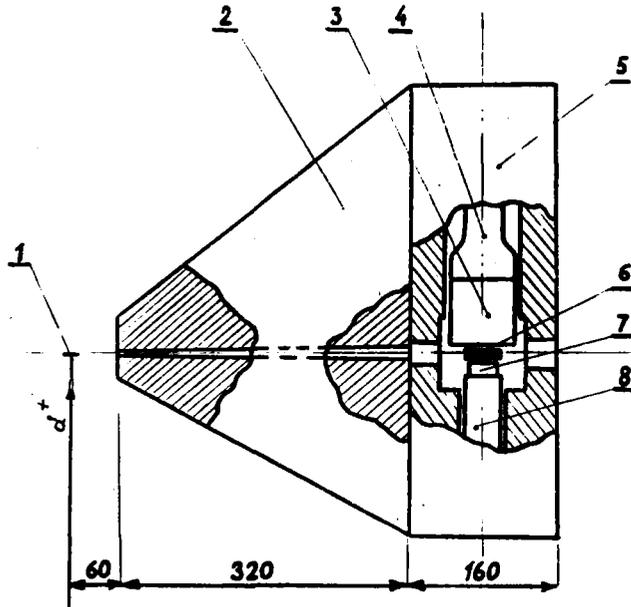


Рис. 1. Схема экспериментального устройства:

- | | |
|--------------------------|--|
| 1 - мишень; | 5 - свинцовая защита; |
| 2 - медный коллиматор; | 6 - образец; |
| 3 - кристалл $NaJ(Tl)$; | 7 - кристалл стильбена $\phi 30$ и
$h 20$ мм; |
| 4 - ФЭУ - 52; | 8 - ФЭУ - 13. |

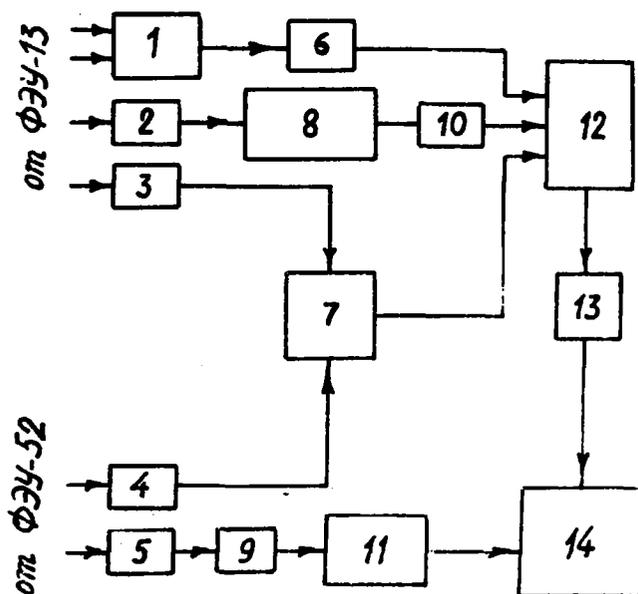


Рис. 2. Электронная блок - схема:

- 1 - схема дискриминации гамма-лучей;
- 2 - 5 - эмиттерные повторители;
- 6 - низкопорожный дискриминатор;
- 7 - быстрая схема двойных совпадений;
- 8, II - линейные усилители;
- 9 - линия задержки;
- 10 - интегральный дискриминатор;
- 12 - медленная схема совпадений;
- 13 - формирователь;
- 14 - амплитудный анализатор АИ-100.

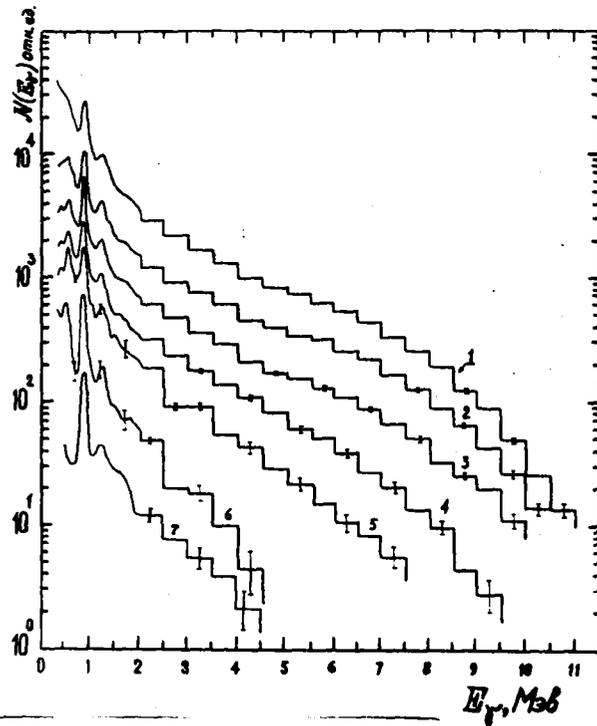


Рис. 3. Аппаратурные спектры гамма-лучей железа, полученные в совпадении с нейтронами, энергия которых выше 1-0,5 Мэв; 2-1,5 Мэв; 3-2,5 Мэв; 4-3,5 Мэв; 5-4,5 Мэв; 6-6,5 Мэв; 7-8,5 Мэв.

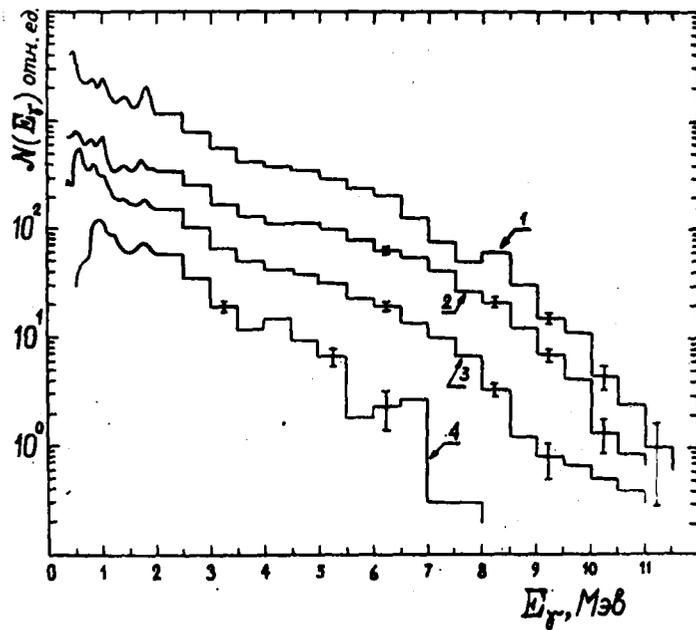


Рис. 4. Аппаратурные спектры гамма-лучей алюминия, полученные в совпадении с нейтронами, энергия которых выше 1-0,5 Мэв; 2-2,5 Мэв; 3-4,5 Мэв; 4-6,5 Мэв.

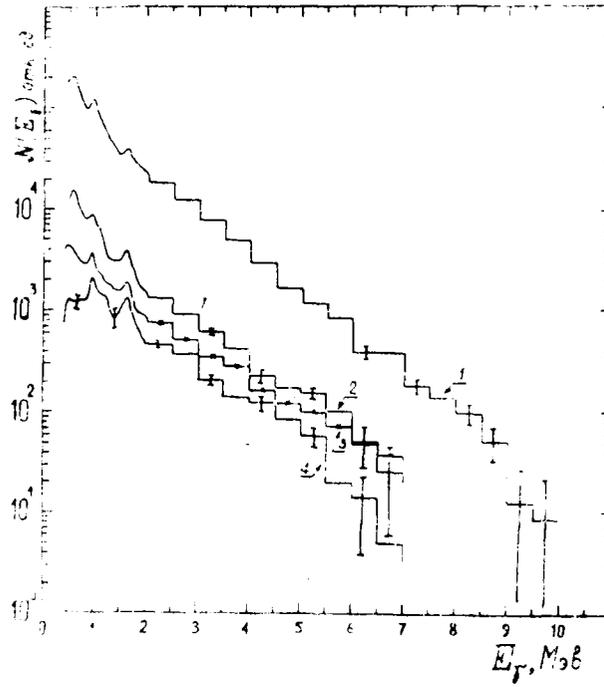


Рис. 5. Аппаратурные спектры гамма-лучей висмута, полученные в совпадении с нейтронами, энергия которых выше 1-0,5 Мэв; 2-0,5 Мэв; 3-4,5 Мэв; 4-6,5 Мэв.

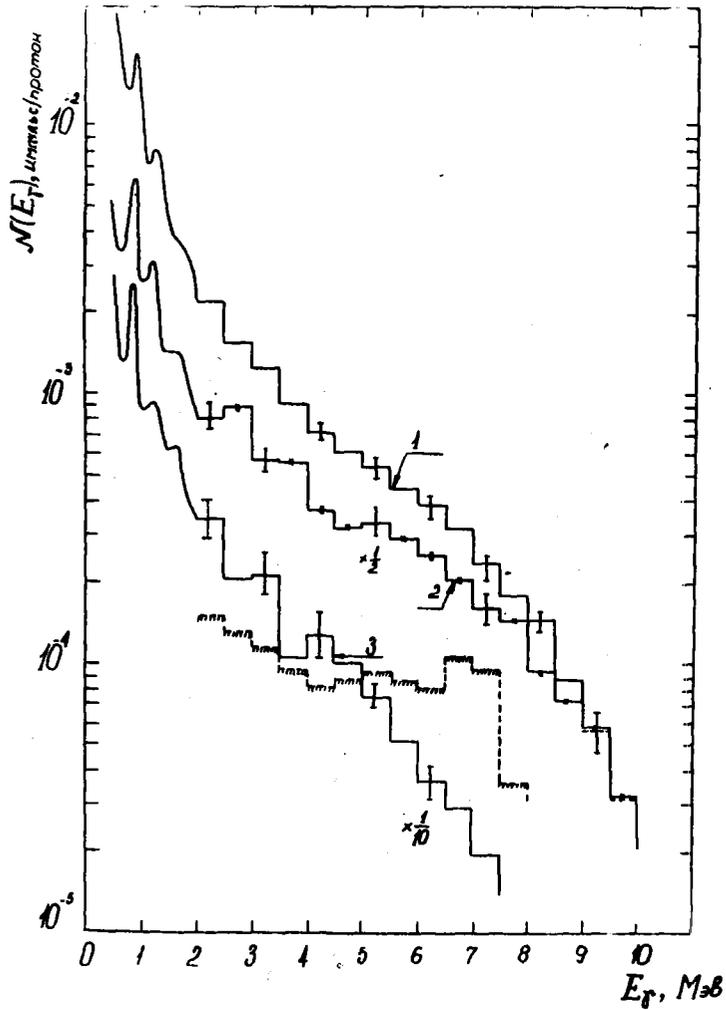


Рис. 6. Аппаратурные спектры гамма-лучей, соответствующие следующим интервалам возбуждения ядер железа
1-13,7+11,7 Мэв; 2-11,7+9,7 Мэв; 3-9,7+7,7 Мэв.
Пунктирная гистограмма - аппаратурный спектр гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов в железе.

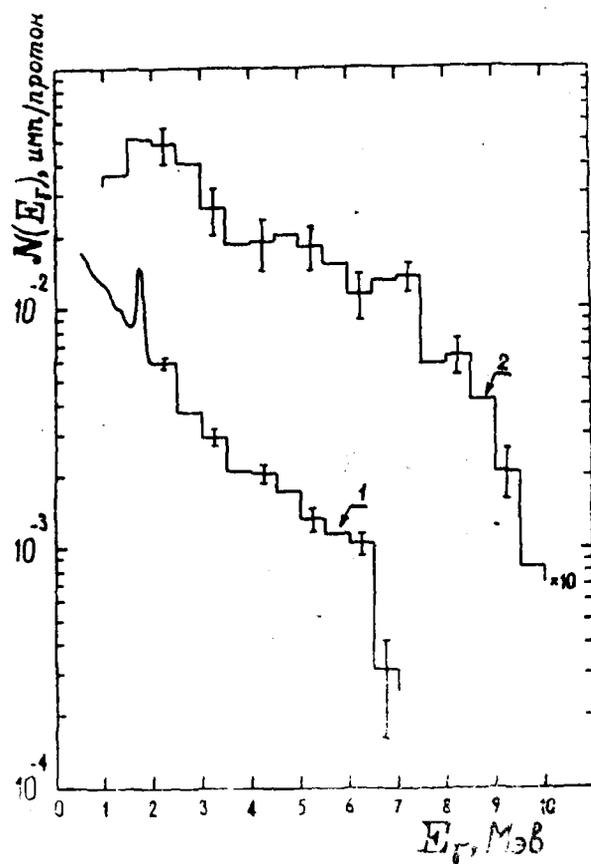


Рис. 7. Аннературные спектры гамма-лучей, соответствующие следующим интервалам возбуждения ядер алюминия: 1 - 13,7+11,7 МэВ; 2 - 11,7+9,7 МэВ.

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 - $\sigma_\gamma(\theta)$. Включены также групповые сечения неупругого рассеяния для некоторых элементов, применяемых в реакторостроении, рекомендованные на основании анализа экспериментальных данных.

Если нет указаний, то эффективные сечения даны в барнах, дифференциальные эффективные сечения - в мбарн/стерадиан, энергии нейтронов, уровней и γ -лучей в Мэв.

Л и т и й

1. Эффективные сечения возбуждения уровней Эффективные сечения неупругих взаимодействий с выходом непрерывного спектра нейтронов с энергией $E_{n'} > 2$.

Li^6		$\sigma_{n'}$	σ_x	Литература
E	Eур			
10	2,184	$0,107 \pm 0,030$	$0,394 \pm 0,046$	20
14	2,18	$0,100 \pm 0,025$		10(3)
Li^7		$\sigma_{n'}$	σ_x	Литература
E	Eур			
10	4,63	$0,135 \pm 0,027$	$0,360 \pm 0,053$	20
14	4,63	$0,135 \pm 0,020$		10(3)

2. [10(3)] $Li^7 E = 14$ $\theta_L = 12^\circ$

Eур	$\sigma_{n'} (12^\circ)$
5,7	$1,9 \pm 0,5$
6,3	$\sim 2,8 \pm 0,7$
7,47	$1,5 \pm 0,5$

3. [20] E = 10 Дифференциальные эффективные сечения неупругого рассеяния с возбуждением уровней и неупругих взаимодействий

$\theta_L \pm 0,5^\circ$	$\sigma_{n'L}(\theta)$	$\sigma_x(\theta)$	$\cos \theta_c$	$\sigma_{n'L}(\theta)$
<u>Li⁶</u>	<u>Exp = 2,184</u>	<u>En' > 2</u>		<u>Exp = 2,184</u>
27,5	12,8 ± 4,6	45,9 ± 10,5	0,841	9,5 ± 3,4
35,9	13,2 ± 5,0	55,5 ± 8,9	0,737	10,1 ± 3,8
	12,4 ± 3,8	59,8 ± 10,2		9,5 ± 3,0
54,0	13,9 ± 3,9	49,2 ± 8,8	0,452	10,8 ± 3,0
	11,9 ± 4,8	51,9 ± 8,5		9,9 ± 4,0
71,5	12,0 ± 4,2	41,2 ± 6,5		9,8 ± 3,5
106,5	9,6 ± 4,3	36,4 ± 5,3	0,136	8,9 ± 4,0
125,9	5,5 ± 2,5	24,3 ± 3,4	- 0,458	6,6 ± 3,0
151,0	3,4 ± 3,9 - 3,4	21,3 ± 5,0	- 0,707	4,5 ± 5,1 - 4,5
	4,8 ± 1,4	8,2 ± 4,4	- 0,916	7,3 ± 2,2
<u>Li⁷</u>	<u>Exp = 4,63</u>			<u>Exp 4,63</u>
27,5	15,5 ± 5,4	53,2 ± 10,6	0,853	12,1 ± 4,3
35,9	19,6 ± 7,9	44,9 ± 7,1	0,757	15,7 ± 6,3
54,0	13,3 ± 2,2	45,2 ± 8,9	0,489	11,3 ± 1,9
106,5	8,2 ± 1,0	21,1 ± 11,2	- 0,414	9,1 ± 1,1
151,0	-	8,0 ± 7,1	-	-

Б е р и л л и й

- [1 (6)] E = 14 $\sigma_x = 0,470 \pm 0,040$
- Be^9 эффективные сечения возбуждения уровня с $E_{ур} = 2,43$
 - [10 (3)] E = 14 $\sigma_{n'l} = 0,150 \pm 0,020$
 - [11] E = 14 $\sigma_{n'l} = 0,174 \pm 0,020$

Б о р

- [6] B¹⁰ Зависимость испускания γ -лучей с $E_\gamma = 0,717$ от энергии рассеиваемых нейтронов.

E	θ°	$\sigma_\gamma(\theta)$	σ_γ (мбарн)	σ_γ получено умножением $\sigma_\gamma(\theta)$ на 4π .
1,50	55	0,31	3,9	Предварительные измерения дают подтверждения об изотропности испускания этих γ -лучей.
1,75	55	0,90	11	
2,0	55	3,44	43	
3,0	90	3,98	50	

E	θ°	$\sigma_r(\theta)$	σ_r (мбарн)
3,5	90	3,82	48
4,1	90	5,4	68
4,5	90	7,1	89
4,75	90	8,1	102

У г л е р о д

1. [2]		2. [5] E = 14	
E	σ_x	$\sigma_{ур}$	$\sigma_{r'}$
55	$0,276 \pm 0,025$	4,47	$0,270 \pm 0,025$
81	$0,202 \pm 0,021$	7,65	$0,016 \pm 0,010$
105	$0,234 \pm 0,008$		
140	$0,221 \pm 0,010$		

3. [1 (3)] E = 14
 $E_{r'} = 9 - 14 \quad \sigma_{r'} = 0,100 \pm 0,040$

4. Дифференциальные эффективные сечения неупругого рассеяния с возбуждением уровней.

[5] E = 14				
θ°	θ°	$\sigma_{ур} = 4,47$	θ°	$\sigma_{ур} = 7,65$
10	11	$61,7 \pm 2$	11,3	$9,4 \pm 1,7$
15	16,5	55 ± 2	16,9	$8,5 \pm 1,7$
20	22	$57,5 \pm 1,8$	22,6	$3,1 \pm 0,8$
30	32,9	$46 \pm 1,7$	33,7	$2,6 \pm 0,6$
40	43,8	$29,7 \pm 0,8$	44,8	$0,9 \pm 0,5$
50	54,5	$28,7 \pm 1$	55,7	$0,8 \pm 0,4$
60	65,1	$19,5 \pm 0,8$	66,5	$1,2 \pm 0,5$
70	75,5	$15,9 \pm 0,8$	77	$2,5 \pm 0,5$
80	85,8	$12,8 \pm 0,7$	87,4	$1,9 \pm 0,4$
90	95,9	$9,9 \pm 0,8$	97,5	$1,5 \pm 0,7$
100	105,8	$10,8 \pm 0,9$	107,4	$1,9 \pm 0,7$
110	115,5	$14 \pm 0,7$	117	$1,1 \pm 0,6$
120	125,1	$14,4 \pm 0,7$	126	$1,4 \pm 0,6$
130	134,5	$19,5 \pm 0,9$	135,7	$0,4 \pm 0,8$
140	143,8	$25,6 \pm 0,9$	144,8	$1,25 \pm 0,8$
150	152,9	$23,4 \pm 1,8$	153,8	$2,3 \pm 1,8$
155	157,4	$25,8 \pm 1,4$		
160	162	$32 \pm 1,4$	162,5	$2,4 \pm 1,9$
165	166,5	$27,4 \pm 1,4$	166,9	$2,1 \pm 1,2$

[θ]	θ_c	$E = 14,7$	θ_c	θ_c	$E_{\text{пр}} = 4,43$
10	11	67 ± 6	10	86	$6,2 \pm 0,8$
14	15	66 ± 6	90	96	$9,2 \pm 0,9$
21	25	62 ± 4	95	101	10 ± 1
34	37	61 ± 4	110	115	$14 \pm 1,4$
46	47	55 ± 5	126	131	$17,5 \pm 1,4$
61	57	$24 \pm 2,5$	139	142	$18 \pm 1,8$
81	65	$18 \pm 1,8$	157	159	$22 \pm 2,2$
111	73	$13 \pm 1,5$			

1. [θ] $E = 14,7$ Измерена угловая корреляция
результат $\sigma^{12}(r_i, r_j) \sigma^{12}$

А 3 0 2

1. [I(1)] $E_x = (1 - f) \sigma_{\text{н.б.}}^2 / \Delta R$

2. [I(1)] $\theta = 95^\circ$
 $E_{\text{г}} = 2,31$ $E_{\text{г}} \cdot 4 \cdot E_{\text{г}}(95^\circ)$

θ	E_x
4,19	$0,73 \pm 0,15$
5,30	$0,59 \pm 0,16$
6,01	$0,77 \pm 0,17$
7,15	$0,77 \pm 0,17$
8,0	$0,76 \pm 0,11$
11,6	$0,45 \pm 0,12$

θ	$E_{\text{г}}$ (н.б.н.)
5,4	14 ± 6
3,77	14 ± 5
3,95	$12,5 \pm 3$
4,05	17 ± 5
4,2	24 ± 5
4,32	22 ± 5
4,33	18 ± 3
4,35	23 ± 6
4,56	25 ± 7
4,57	22 ± 3
5,05	40 ± 8

К л о с о в о д

1. [I(2)]

2. [I(1)] $E = 14$
 $E_{\text{г}} = 6,13$ $4 \cdot E_{\text{г}}(95^\circ) = 0,25$

θ	E_x
4,11	$0,28 \pm 0,17$
3,01	$0,50 \pm 0,13$
6,02	$0,20 \pm 0,17$
6,5	$0,27 \pm 0,10$
8,0	$0,26 \pm 0,11$
11,6	$0,32 \pm 0,14$

Ф т о р

1. [I(3)] $E = 14$ $E_{n'} = 9 - 14$ $\sigma_x = 0,17 \pm 0,05$
 2. [I6] $E = 14,2$ Дифференциальные эффективные сечения
 неупругого рассеяния с возбуждением
 уровней $\sigma_n(\theta)$

θ	$E_{ур} = 1,5$	$E_{ур} = 2,8$	$E_{ур} = 4,7$	$E_{ур} = 5,4$
30°31	14,0 ± 1,5	3,9 ± 0,4	4,0 ± 2,8	10,6 ± 2,5
40°	12,3 ± 0,9	3,6 ± 0,5	7,6 ± 2,2	10,1 ± 2,2
51°30	9 ± 0,6	3,5 ± 0,6	4,2 ± 1,1	10,6 ± 2,7
63°	10,2 ± 0,8	2,5 ± 0,5	5,4 ± 1,3	8,7 ± 1,9
83°	5,6 ± 0,9	2,8 ± 0,5	2,9 ± 0,6	7,1 ± 2,0
92	6,4 ± 0,8	2,1 ± 0,4	2,6 ± 0,7	7,6 ± 1,9
110°30	4,4 ± 0,8	1,2 ± 0,6	3,0 ± 1,1	4,0 ± 1,5
126°	7,0 ± 0,8		6,7 ± 1,9	7,0 ± 1,7
139	4,3 ± 1,6	1,2 ± 1,0	4,9 ± 1,5	7,7 ± 5,3

Н а т р и й

1. [I8] Эффективное сечение возбуждения уровня с $E_{ур} = 0,44$

E	$\sigma_{n'}$	E	$\sigma_{n'}$
0,825 ± 0,020	0,360 ± 0,040	1,200 ± 0,020	0,600 ± 0,060
0,850 ± 0,020	0,360 ± 0,050	1,225 ± 0,020	0,680 ± 0,050
0,900 ± 0,020	0,340 ± 0,060	1,250 ± 0,020	0,700 ± 0,050
0,950 ± 0,020	0,320 ± 0,060	1,275 ± 0,020	0,710 ± 0,060
0,975 ± 0,020	0,300 ± 0,070	1,300 ± 0,020	0,460 ± 0,070
1,000 ± 0,020	0,280 ± 0,080	1,350 ± 0,020	0,270 ± 0,080
1,025 ± 0,020	0,470 ± 0,080	1,375 ± 0,020	0,160 ± 0,080
1,050 ± 0,020	0,650 ± 0,100	1,400 ± 0,020	0,290 ± 0,080
1,078 ± 0,020	0,680 ± 0,100	1,425 ± 0,020	0,240 ± 0,080
1,100 ± 0,020	0,620 ± 0,090	1,450 ± 0,020	0,290 ± 0,080
1,125 ± 0,020	0,560 ± 0,080	1,475 ± 0,020	0,200 ± 0,080
1,150 ± 0,020	0,565 ± 0,070	1,500 ± 0,020	0,330 ± 0,080
1,175 ± 0,020	0,630 ± 0,060		

2. [I3] $E = 14,7$ $\theta = 90^\circ$ $E_r = 0,44$
 $\sigma_r(90^\circ) = 39,5 \pm 4,5$ мбарн/стерад.

М а г н и й

1. [I(3)] $E = 14$ $E_{n'} = 9 - 14$ $\sigma_x = 0,17 \pm 0,05$

А л ю м и н и й

I. [I8] Эффективные сечения возбуждения уровня с $E_{ур} = 0,84$

E	$\sigma_{n'}$	E	$\sigma_{n'}$
$1,175 \pm 0,020$	$0,024 \pm 0,010$	$1,350 \pm 0,020$	$0,075 \pm 0,025$
$1,200 \pm 0,020$	$0,048 \pm 0,010$	$1,375 \pm 0,020$	$0,152 \pm 0,040$
$1,225 \pm 0,020$	$0,102 \pm 0,030$	$1,400 \pm 0,020$	$0,142 \pm 0,040$
$1,250 \pm 0,020$	$0,050 \pm 0,020$	$1,425 \pm 0,020$	$0,112 \pm 0,030$
$1,275 \pm 0,020$	$0,104 \pm 0,030$	$1,450 \pm 0,02$	$0,135 \pm 0,035$
$1,300 \pm 0,020$	$0,040 \pm 0,015$	$1,475 \pm 0,020$	$0,073 \pm 0,030$
$1,325 \pm 0,020$	$0,045 \pm 0,15$	$1,500 \pm 0,020$	$0,115 \pm 0,040$

Эффективные сечения возбуждения уровня с $E_{ур} = 1,01$

E	$\sigma_{n'}$	E	$\sigma_{n'}$
$1,375 \pm 0,020$	$0,105 \pm 0,040$	$1,450 \pm 0,020$	$0,155 \pm 0,045$
$1,400 \pm 0,020$	$0,080 \pm 0,030$	$1,475 \pm 0,020$	$0,105 \pm 0,030$
$1,425 \pm 0,020$	$0,150 \pm 0,045$	$1,500 \pm 0,020$	$0,155 \pm 0,055$

2. [I(4)] $E=2,5$ $\theta = 80^\circ$

$E_{г}$	$4\pi \sigma_{г}(80^\circ)$
0,842	$0,09 \pm 0,04$
1,013	$0,29 \pm 0,09$
2,22	$0,31 \pm 0,12$

3. [2]

E	σ_x
55	$0,499 \pm 0,040$
81	$0,412 \pm 0,033$
105	$0,428 \pm 0,010$
140	$0,418 \pm 0,014$

4. [I(3)] $E = 14$ $E_{г} = 9 - 14$ $\sigma_x = 0,10 \pm 0,04$

К р е м н и й

I. [27(4)] $E = 14,1 \pm 0,05$ Дифференциальные эффективные сечения неупругого рассеяния с возбуждением

θ_t°	$\sigma_{n'}(\theta)$	уровня с $E_{ур} = 1,78$	$\sigma_{n'}(\theta)$
20	$24,1 \pm 4,9$	65	$14,3 \pm 1,2$
30	$7,02 \pm 1,5$	70	$6,97 \pm 0,13$
40	$15,9 \pm 1,3$	90	$8,38 \pm 0,10$
50	$24,2 \pm 1,9$	110	$4,17 \pm 0,81$
58	$13,8 \pm 1,7$	120	$7,32 \pm 1,51$

С е р а

I. [I(3)] $E = 14$ $E_{г} = 9 - 14$ $\sigma_x = 0,07 \pm 0,03$

2. [I3] $E = 14,7$ $\theta = 90^\circ$ $E_{г} = 2,24$ $\sigma_{г}(90^\circ) = 15,3 \pm 1,7$

Х л о р

I. [23] σ_{γ} - эффективное сечение испускания γ -лучей, отнесенное к атому элемента (мбарн)

$\sigma_{n'}$ - эффективное сечение неупругого рассеяния, отнесенное к атому изотопа (мбарн)

E	E_{γ}	σ_{γ}	$\sigma_{n'}$	Изотоп	E	E_{γ}	σ_{γ}	$\sigma_{n'}$	Изотоп
2,54	1,220	170	225	35	4,03	1,220	159	210	35
	1,726	41	167	37		1,726	68	278	37
	1,762	179	237	35		1,762	257	340	35
3,09	1,220	172	228	35	3,09 + 3,11	2,645	94	125 ± 36	35
	1,726	61	249	37		2,695	55	73 ± 23	35
	1,762	250	331	35		3,006	116	154	35
	2,645	53	70 ± 20	35		3,163	61	81	35
	2,695	30	40 ± 12	35		3,71	29	118	37

3. [27 (5)] $E = 14,2$ Дифференциальные эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов хлором с возбуждением уровней (мбарн/стерадиан)

θ_c	<u>Еур</u>				
	1,2	1,8	2,7	3,2	4,1
33°	2,4 ± 0,8	3 ± 0,6	2,8 ± 0,9	2,7 ± 0,4	6,4 ± 2,4
39°	2,9 ± 1,3	3,6 ± 0,6	3,3 ± 0,8	1,8 ± 1,2	6,1 ± 2,8
50°30	2,4 ± 0,8	2,6 ± 0,8	2,1 ± 0,5	3,0 ± 1	6,4 ± 1,7
61°30	2,1 ± 0,5	2,2 ± 0,6	2,7 ± 0,4	3,0 ± 0,6	7,9 ± 0,8
72°		2,0 ± 0,4	1,5 ± 0,3	2,2 ± 0,4	9,8 ± 0,9
81°30	2,4 ± 0,5	1,6 ± 0,6	1,3 ± 0,5	1,2 ± 0,4	7,6 ± 2,3
90°30	1,3 ± 0,8		3,7 ± 1,5	1,4 ± 1	7,0 ± 1,9

θ_c	<u>Еур</u>		
	5,9	6,5	6,9
33°	4,6 ± 0,9	7,1 ± 0,9	7,2 ± 2,7
39°30	6,5 ± 0,9	7,4 ± 2	8,7 ± 2,3
51°	4,4 ± 1,4	2,2 ± 1,2	4,0 ± 1,1
62°	4,1 ± 0,7	2,6 ± 1,3	7,0 ± 2,2
72°	4,5 ± 0,5	3 ± 1,4	
82°	2,7 ± 1	4 ± 1	2,2 ± 1
91°	3,2 ± 1,6	3,4 ± 1,9	7 ± 1,4

К а л и й

I. [13] $E = 14,7$ $E_{\gamma} = 2,17$ $\theta = 90^\circ$ $\sigma_{\gamma}(90^\circ) = 19,3 \pm 2,5$

К а л ь ц и й

I. [I (5)] $E = 4,1$ $\sigma_x = \sigma_t - \int \sigma_n(\theta) d\Omega = 0,7 \pm 0,3$

В а н а д и й

I. [I7] Эффективные сечения испускания γ -квантов

с $E_\gamma = 0,323$ (мбарн)

E	σ_γ	E	σ_γ	E	σ_γ
0,35	67	0,65	238	1,025	268
0,38	98	0,68	222	1,05	240
0,40	149	0,72	227	1,07	343
0,42	183	0,735	216	1,17	287
0,43	181	0,75	188	1,20	336
0,45	190	0,76	241	1,24	306
0,47	204	0,78	248	1,29	290
0,49	218	0,80	265	1,40	344
0,51	182	0,82	254	1,48	293
0,54	171	0,835	214	1,58	365
0,56	210	0,85	203	1,70	344
0,57	219	0,88	261	1,79	266
0,59	206	0,91	288	1,92	329
0,605	178	0,95	257	2,00	360
0,62	208	0,99	278	2,10	455
0,63	200	1,01	287	2,20	446

Х р о м

I. [28] Ci^{52} $E=14$ $E_\gamma=1,43$ $\sigma_\gamma = 0,786 \pm 20\%$
 [29,30] $E=14$ $E_\gamma=1,49$ $\sigma_\gamma = 0,785 \pm 20\%$

М а р г а н е ц

I. [I7] Mn^{55} Эффективные сечения испускания γ -квантов
 с $E_\gamma = 130$ кэв (мбарн).

E	σ_γ	E	σ_γ	E	σ_γ
0,14	200	0,45	690	0,82	750
0,15	290	0,47	740	0,87	700
0,17	400	0,49	750	0,91	800
0,20	550	0,51	680	0,95	760
0,22	650	0,54	790	0,975	630
0,235	660	0,56	790	1,00	670
0,25	650	0,59	780	1,02	690
0,27	660	0,62	800	1,05	900
0,29	680	0,65	810	1,075	720

E	$\bar{\sigma}_\gamma$	E	$\bar{\sigma}_\gamma$	E	$\bar{\sigma}_\gamma$
0,31	830	0,675	820	1,10	750
0,34	710	0,70	870	1,125	630
0,36	630	0,72	780	1,15	710
0,38	640	0,74	750	1,175	750
0,40	650	0,76	810	1,20	800
0,43	650	0,79	820	1,22	720
				1,24	790

2. [17] Mn^{55} . Эффективные сечения испускания γ -квантов (мбарн)

E	0,85	0,98	1,17	1,52	E_γ 1,74	1,87	2,27	2,40	2,62
1,20	144	13							
1,29	153	31							
1,40	123	-							
1,48	212	44	63						
1,58	254	10	34	93					
1,70	-	24	83	102					
1,79	320	30	78	84					
1,92	338	23	66	116					
2,00	271	22	55	84	25	53			
2,10	291	22	58	114	28	32			
2,20	427	34	118	110	53	136	-		
2,33	315	34	99	134	99	106	54		
2,40	351	41	91	112	92	172	-	-	
2,46	474	41	126	176	102	126	193	27	
2,60	320	28	120	192	81	114	159	-	-
2,70	420	52	158	177	106	162	233	-	31
2,80	401	44	130	170	99	120	208	56	34
2,86	335	45	120	146	84	130	246	38	26
2,92	295	49	102	134	80	137	270	-	-
2,96	241	37	89	78	70	127	191	-	-
3,03	240	37	85	112	71	107	184	53	-
3,12	304	42	91	120	83	94	189	63	46
3,22	214	31	77	100	54	61	136	42	45
3,42	150	18	50	62	41	45	122	29	-

О л о

1. [21] Эффективные сечения испускания рассеяния
 2. [8] Fe^{56} . Эффективные сечения испускания γ -квантов с $E_{\gamma} = 0,845$ (мбари)

E	σ_{eff}	E	σ_{γ}	σ_{γ} градуированное железо
1,26	$0,50 \pm 0,05$	1,001	265 ± 20	
1,51	$0,70 \pm 0,05$	1,219	330 ± 23	
1,77	$0,66 \pm 0,04$	2,022	775 ± 53	
2,03	$0,87 \pm 0,05$	2,532	829 ± 71	866 ± 75
2,28	$0,84 \pm 0,05$	2,558	885 ± 76	899 ± 77
		2,534	800 ± 69	823 ± 71
		2,610	733 ± 63	714 ± 62
		2,634	731 ± 63	739 ± 64

3. [25, 21] Fe^{56} $E = 14$ $\sigma_{\gamma} = 0,6$

К о б а л ь т

1. [8] Co^{59} . Эффективные сечения испускания γ -квантов (мбари)

$E \backslash E_{\gamma}$	1,097	1,189	1,269
1,024	8 ± 2		
1,148	28 ± 6		
1,198	25 ± 5	4 ± 1	
1,248	64 ± 6	99 ± 8	
1,298	44 ± 4	96 ± 7	$1,4 \pm 0,5$
1,347	41 ± 5	103 ± 8	10 ± 3
1,396	29 ± 4	109 ± 9	21 ± 3
1,445	29 ± 4	81 ± 7	15 ± 3

Ч и к е л ь

1. [8] Эффективные сечения испускания γ -квантов (мбари)

$E \backslash E_{\gamma}$	Ni^{58} 1,452	$Ni^{60,64}$ 1,33
1,218		$25 \pm 12(20)$
1,316	$6 \pm 4(5)$	$17 \pm 17(145)$
1,458	$48 \pm 5(37)$	$281 \pm 24(233)$
1,596	$157 \pm 12(150)$	$341 \pm 33(290)$
1,698	$276 \pm 21(236)$	$306 \pm 43(263)$
1,799	$362 \pm 28(329)$	$232 \pm 52(202)$
1,897	$355 \pm 26(309)$	$300 \pm 50(264)$
1,996	$377 \pm 28(332)$	$436 \pm 58(388)$
2,095	470 ± 43	651 ± 83
2,584	460 ± 41	679 ± 84

В скобках приведены эффективные сечения, поправленные на конечное угловое разрешение детектирующей системы.

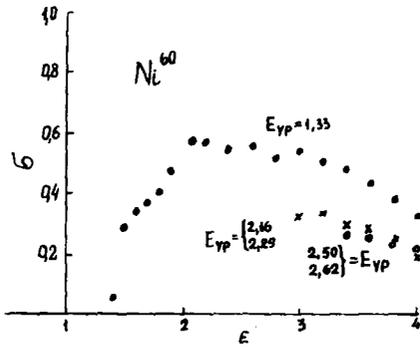


Рис.1. [10(5)] Эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов на Ni^{60} с возбуждением уровней с $E_{\gamma} = 1,33 - \bullet$, $2,16 + 2,29 - \times$ и $2,50 + 2,62 - \circ$

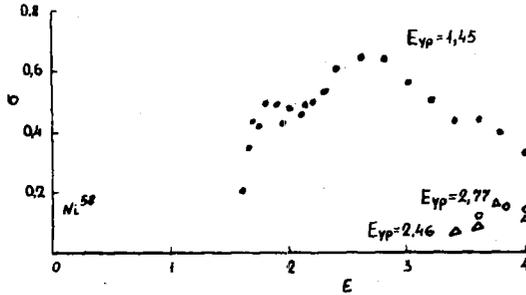


Рис.2. [10(5)] Эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов на Ni^{58} с возбуждением уровней с $E_{\gamma} = 1,45 - \bullet$, $2,46 - \Delta$ и $2,77 - \circ$

М е д ь

1. [8] Эффективные сечения испускания γ -квантов (мбарн)

$E \backslash E_{\gamma}$	Cu^{63}	Cu^{65}	Cu^{65}	Cu^{65}
	0,668	0,961	0,770	I, II4
0,633	4 ± 3			
0,757	74 ± 6		11 ± 5	
0,788	84 ± 7		13 ± 5	
0,937	145 ± 14	2 ± 11	88 ± 16	
1,001	136 ± 11	50 ± 5	108 ± 10	
1,094	153 ± 13	135 ± 10	85 ± 10	$- 0,6 \pm 0,1$
1,198	161 ± 14	214 ± 15	87 ± 11	112 ± 11
1,298	164 ± 15	274 ± 19	97 ± 13	132 ± 12
2,558	194 ± 27	551 ± 49	194 ± 49	584 ± 56
2,584	203 ± 27	550 ± 48	230 ± 75	569 ± 56

2. [2]

E	σ_x
55	$1,122 \pm 0,014$
81	$0,840 \pm 0,043$
105	$0,773 \pm 0,013$
140	$0,741 \pm 0,013$

Ц и н к

1. [8] Эффективные сечения испускания γ -лучей с $E_{\gamma} = 1,02$ при неупругом рассеянии нейтронов на четно-четных изотопах цинка (мбарн)

E	σ_{γ}	E	σ_{γ}
0,937	$2 \pm 7 (2)$	1,445	$415 \pm 29 (369)$
1,001	$- 6 \pm 7 (-5)$	1,494	$440 \pm 31 (392)$

E_{γ}	σ_{γ}	E	σ_{γ}
1,048	51 ± 8 (42)	1,546	440 ± 31 (401)
1,094	128 ± 11 (108)	1,596	479 ± 33 (431)
1,148	172 ± 14 (148)	1,646	531 ± 37 (486)
1,198	224 ± 17 (195)	1,698	558 ± 39 (508)
1,248	281 ± 20 (247)	1,746	598 ± 41 (544)
1,298	317 ± 23 (279)	1,799	595 ± 41 (541)
1,347	362 ± 25 (319)	2,558	885 ± 61
1,396	382 ± 27 (340)	2,584	854 ± 59

Примечание. В скобках приведены эффективные сечения, поправленные на конечное угловое разрешение детектирующей системы.

Германий

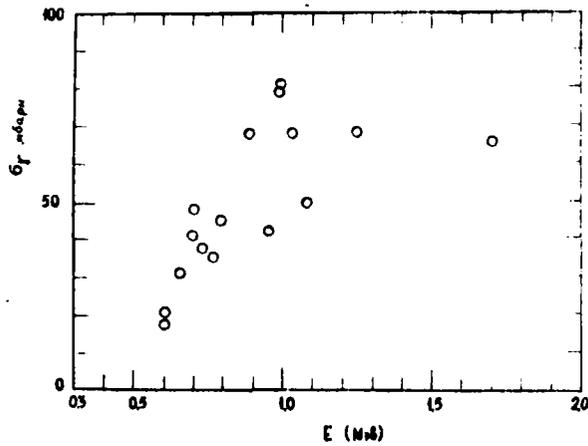


Рис.3. [10(4)] Эффективные сечения испускания γ -лучей с $E_{\gamma} = 0,365$ при неупругом рассеянии нейтронов $Ge-73$

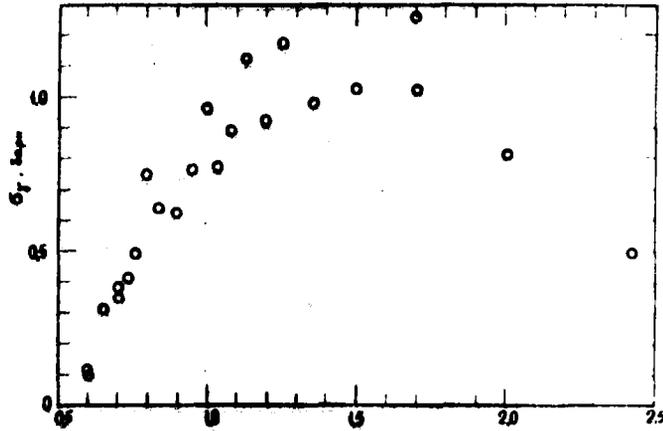


Рис. 4. [10(4)] Эффективные сечения испускания γ -лучей с $E_{\gamma} = 0,567$ при неупругом рассеянии нейтронов ^{73}Ge .

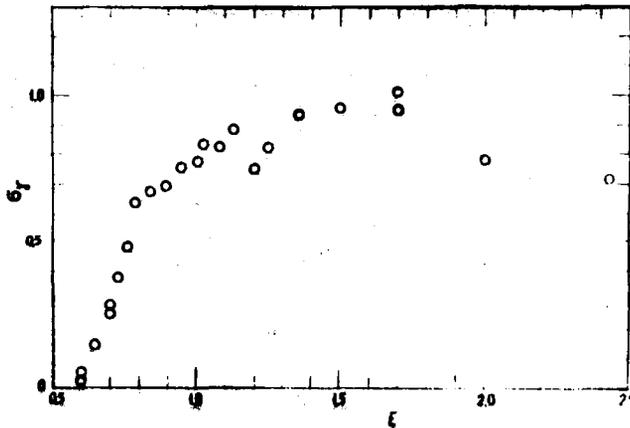


Рис. 5. [10(4)] Эффективные сечения испускания γ -лучей с $E_{\gamma} = 0,595$ при неупругом рассеянии нейтронов ^{74}Ge .

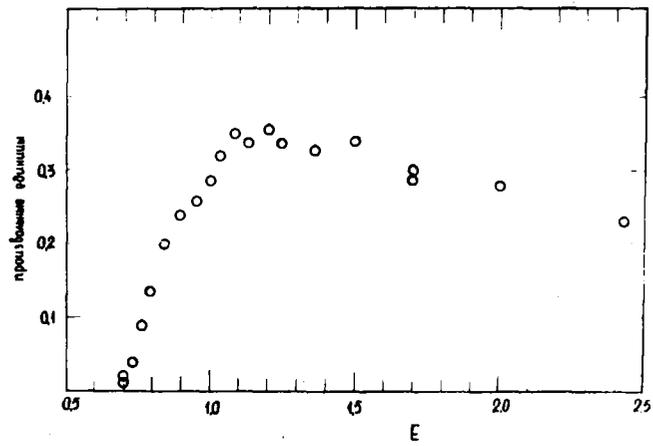


Рис.6. [10(4)] Эффективные сечения испускания γ -лучей с $E_\gamma = 0,695$ при неупругом рассеянии нейтронов $Ge - 72$.

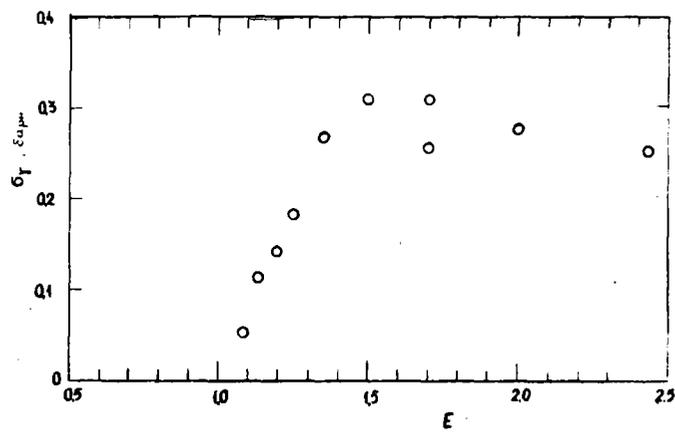


Рис.7. [10(4)] Эффективные сечения испускания γ -лучей с $E_\gamma = 1,04$ при неупругом рассеянии нейтронов $Ge - 70$.

С е л е н

1. [27 (I)] Спектр нейтронов из реактора.
 Реакция $Se^{77}(n,n')Se^{77m}$ $\bar{\sigma}_n = 652 \pm 30$ мбарн.

Б р о м

1. [27 (3)] Bz^{79} Эффективные сечения неупругого рассеяния (мбарн)

E	σ_n'	E	σ_n'
13,18 \pm 0,13	284 \pm 30	14,51 \pm 0,18	151 \pm 16
13,46 \pm 0,13	232 \pm 25	14,76 \pm 0,20	146 \pm 16
13,71 \pm 0,14	204 \pm 22	15,01 \pm 0,23	147 \pm 16
13,98 \pm 0,14	191 \pm 20	15,53 \pm 0,28	125 \pm 13
14,24 \pm 0,16	173 \pm 18	16,24 \pm 0,32	106 \pm 11

С т р о н ц и й

1. [27(I)] Спектр нейтронов из реактора
 Реакция $Sz^{87}(n,n')Sz^{87m}$ $\bar{\sigma}_n = 91 \pm 5$ мбарн.

И т т р и й

1. [27(I)] Спектр нейтронов из реактора
 Реакция $T^{89}(n,n')T^{89m}$ $\bar{\sigma}_n = 113 \pm 10$ мбарн.
2. [33] Дифференциальные эффективные сечения испускания γ - лучей под углом $\theta = 90^\circ$ (мбарн/стерад)

E	3,0	3,25	3,50	4,0	4,1	4,5
0,71	5,6	5,5	5,7	5,5	6,5	5,4
0,908	26,4	37,7	38,5	35,2		39,6
1,31	6,0	8,0	8,5	6,7	6,6	7,6
1,51	31,8	34,6	35,0	30,6	32,8	24,6
1,62	4,7	6,7	8,2	7,6	8,1	7,9
1,75	27,7	28,8	29,6	25,1	28,4	20,2
1,95	2,5	4,4	5,4	5,6	4,5	4,8
1,98				4,0	4,2	4,5
2,10					3,6	4,5
2,46						2,6
2,58				8,1	9,4	7,5
2,70						2,7
2,86	3,6	10,4	12,4	10,7	11,5	9,0
3,09		7,0	15,1	16,2	17,3	12,7
3,49				3,0	3,9	2,9
3,85					1,0	3,2

М о л и б д е н

1. [8] Эффективные сечения испускания γ -лучей (мбарн).

E	Mo^{94} $E_{\gamma} = 0,874$	Mo $\bar{E}_{\gamma} = 0,775$	$\bar{E}_{\gamma} = 1,06$
0,788	- 11 \pm 15 (-10)	52 \pm 7	
0,938	109 \pm 100 (102)	414 \pm 36	
1,001	385 \pm 113 (358)	414 \pm 35	0,5 \pm 8
1,094	1162 \pm 240 (1104)	477 \pm 40	-8 \pm 11
1,198	1550 \pm 304 (1473)	532 \pm 44	14 \pm 5
1,298	1091 \pm 242 (1036)	594 \pm 50	77 \pm 7
1,396	1099 \pm 240 (1044)	622 \pm 53	89 \pm 8
1,494	1390 \pm 293 (1321)	596 \pm 52	67 \pm 7

Примечание. В скобках приведены эффективные сечения, поправленные на конечное угловое разрешение детектирующей системы.

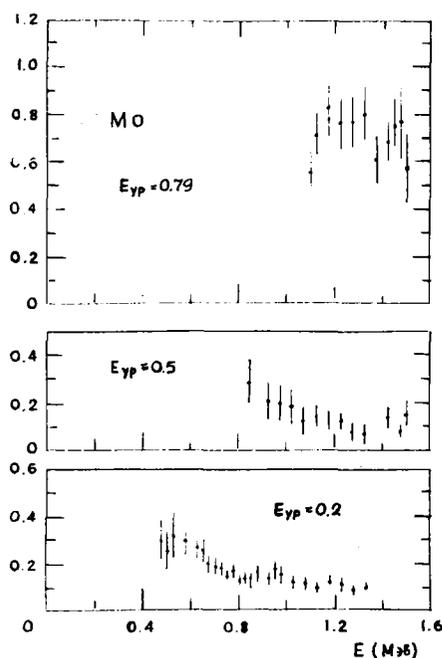


Рис.8. [24] Эффективные сечения возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов ядрами молибдена.

Р о д и й

I. Реакция $Rh^{103}(n,n')Rh^{103m}$
 [22] $E = 14,2$ $\bar{\sigma}_n = 508 \pm 50$ мбарн
 [27 (I)] Спектр нейтронов из реактора
 $\bar{\sigma}_n = 403 \pm 40$ мбарн

Серебро

I. [8] Эффективные сечения испускания γ -лучей (мбарн)

E	$\bar{E}_\gamma = 0,317$		в $Ag^{107,109}$		$\bar{E}_\gamma = 0,317$		$\bar{E}_\gamma = 0,420$	
	E	σ_γ	E	σ_γ	E	σ_γ	E	σ_γ
0,321	190	(188)			0,678		260	
0,335	48				0,694	571	(565)	285 (271)
0,350	322	(318)			0,719	584	(578)	284 (270)
0,373	435	(430)			0,727	617 \pm 60	(611)	268 \pm 24 (254)
0,394	330				0,732	631		273
0,398	425	(429)			0,743	519	(513)	244 (232)
0,423	464	(459)			0,769	650	(644)	325 (309)
0,448	462 \pm 45	(457)	66	(63)	0,784	601		300
0,454	499		74		0,794	716	(708)	280 (266)
0,474	571	(565)	87	(83)	0,817	626	(620)	242 (230)
0,498	555	(549)	160	(152)	0,838	590		318
0,510	503		81		0,843	623	(617)	251 (238)
0,520	682	(675)	157	(149)	0,869	626	(620)	202 (192)
0,545	707	(707)	166	(158)	0,891	606		309
0,567	567		168		0,893	597	(591)	301 (286)
0,570	695	(688)	213	(202)	0,918	561	(555)	263 (250)
0,590	624 \pm 61	(618)	212 \pm 19	(202)	0,937	600 \pm 59	(594)	340 \pm 30 (323)
0,594	642	(635)	199	(189)	0,942	553	(548)	291 (276)
0,619	608	(602)	234	(222)	0,944	624		347
0,623	589		234		0,968	604	(598)	310 (294)
0,643	636	(630)	251	(238)	0,993	601	(595)	292 (278)
0,668	542	(536)	242	(230)				

Примечание. В скобках приведены эффективные сечения, поправленные на конечное угловое разрешение детектирующей системы.

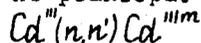
Кадмий

I. [2]

E	σ_x
55	1,546 \pm 0,017
81	1,249 \pm 0,055
105	1,198 \pm 0,031
140	1,073 \pm 0,019

2. [27 (I)] Спектр нейтронов

из реактора. Реакция



$\bar{\sigma}_{n'} = 289 \pm 15$ мбарн

3. [8] Эффективные сечения испускания γ -лучей с $\bar{E}_\gamma = 0,6$ (мбарн)

E	σ_γ	E	σ_γ	E	σ_γ
0,545	82	0,719	548	0,817	493
0,570	171	0,727	398 \pm 53	0,843	513
0,594	222	0,743	484	0,869	565
0,619	339	0,757	521 \pm 70	0,893	580

E	σ_{γ}	E	$\bar{\sigma}_{\gamma}$	E	$\bar{\sigma}_{\gamma}$
0,643	380	0,769	496	0,918	618
0,668	407	0,788	563 \pm 72	0,942	619
0,694	530	0,794	426	0,968	594
				0,993	719

И н д и й

Реакция $In^{115}(n,n')In^{115m}$

- I. [26] $E = 14,6$ $\sigma_n = 81 \text{ мбарн} \pm 11\%$
 [27(2)] $E = 14,6 \pm 0,2$ $\sigma_n = 50 \pm 7,8$ мбарн
 [27(1)] Спектр нейтронов из реактора $\sigma_n = 181 \pm 10$ мбарн

О л о в о

I. [8] Эффективные сечения испускания γ -лучей с $E_{\gamma} = 1,19$ (мбарн)

E	σ_{γ}	E	σ_{γ}
1,094	41 \pm 22 (34)	1,596	528 \pm 39 (480)
1,198	113 \pm 24 (96)	1,646	541 \pm 41 (492)
1,248	82 \pm 21 (71)	1,698	585 \pm 44 (532)
1,298	164 \pm 21 (143)	1,746	574 \pm 42 (522)
1,347	260 \pm 25 (229)	1,799	584 \pm 44 (531)
1,396	296 \pm 27 (263)	1,847	645 \pm 49 (593)
1,445	338 \pm 28 (301)	1,897	596 \pm 44 (548)
1,494	508 \pm 40 (457)	1,999	599 \pm 44 (551)
1,546	439 \pm 33 (399)		

С у р ь м а

Т е л л у р

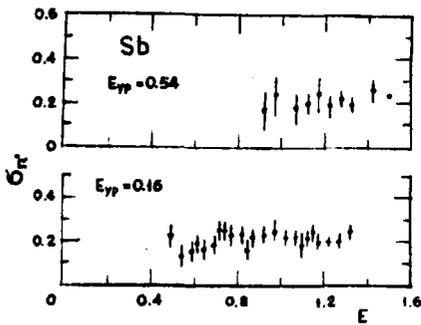


Рис.9. [24] Эффективные сечения возбуждения уровней с $E_{\gamma} = 0,16$ и $0,54$ в ядрах сурьмы

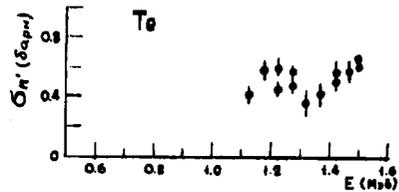


Рис.10 [24] Эффективное сечение неупругого рассеяния нейтронов ядрами теллура.

Б а р и й

I. [27 (I)] Спектр нейтронов из реактора.

Реакция $Ba^{137}(n,n')Ba^{137m}$ $\bar{\sigma}_{n'} = 189 \pm 10$ мбарн

Ц е р и й

I. [7] $\theta = 90^\circ$ Дифференциальные эффективные сечения испускания γ - лучей под углом 90° для естественной смеси изотопов (мбарн/стерад)

E_{γ} \ E	3,0	3,5	4,0	4,5
0,49	27	40	80	134
0,60 - 0,75	24	24	28	32
0,83	21	27	18	32
0,93 - 1,20	17	19	21	27
1,20 - 1,48	9	13	17	20
1,60	36	55	50	57
1,75 - 2,00	7,5	12	9	17
2,00 - 2,25	4,1	5,2	5,8	10
2,25 - 2,50	2,9	6,4	5,2	11
2,50 - 2,75	4,6	4,1	5,8	8
2,75 - 3,00		4,6	2,3	4,1
3,00 - 3,25			2,3	4,1
3,25 - 3,50			2,3	2,9
3,50 - 3,75			1,4	4,1
3,75 - 4,00			1,2	1,2

О с м и й

I. [27(I)] Спектр нейтронов из реактора.

Реакция $Os^{190}(n,n')Os^{190m}$ $\bar{\sigma}_{n'} = 3,9 \pm 0,2$ мбарн

З о л о т о

I. [27(I)] Спектр нейтронов из реактора.

Реакция $Au^{197}(n,n')Au^{197m}$ $\bar{\sigma}_{n'} = 450 \pm 70$

2. [27(3)] Au^{197} Эффективные сечения неупругого рассеяния (мбарн)

E	$\bar{\sigma}_{n'}$	E	$\bar{\sigma}_{n'}$
13,18 \pm 0,13	453 \pm 47	14,76 \pm 0,20	316 \pm 33
13,46 \pm 0,13	405 \pm 42	15,01 \pm 0,23	307 \pm 32
13,71 \pm 0,14	373 \pm 37	15,27 \pm 0,26	314 \pm 33
13,98 \pm 0,14	324 \pm 34	15,53 \pm 0,29	290 \pm 30
14,24 \pm 0,16	333 \pm 35	15,79 \pm 0,31	294 \pm 31
14,51 \pm 0,18	298 \pm 31	16,05 \pm 0,32	312 \pm 32

С в и н е ц

1. [2] E σ_x 2. [13] E = 14,7 $\theta = 90^\circ$
 $E_\gamma = 2,62$
 $\sigma_\gamma(90^\circ) = 20,3 \pm 2,7$
- | | |
|-----|-------------------|
| 55 | $2,337 \pm 0,021$ |
| 81 | $1,977 \pm 0,030$ |
| 105 | $1,715 \pm 0,041$ |
| 140 | $1,704 \pm 0,024$ |
3. [27(1)] Спектр нейтронов из реактора.
 Реакция $Pb^{204}(n,n')Pb^{204m}$ $\bar{\sigma}_{n'} = 15,3 \pm 0,7$ мбарн.

У р а н

1. [10(1)] U^{235} $\theta = 90^\circ$ Сечения возбуждения уровней
 $\bar{\sigma}_{n'} = 4,5 \bar{\sigma}_{n'}(90^\circ)$ (мбарн)

Области энергетических уровней (кэВ)	E (кэВ)					
	130	400	550	710	1000	1500
0 - 25	344	37				
25 - 50	238	306	92	45		
50 - 100		616	314	211	182	90
100 - 150		327	224	221	178	159
150 - 200		184	236	191	130	102
200 - 300		350	203	245	166	94
300 - 400			229	285	187	68
400 - 500			66	359	177	47
500 - 600				206	126	48
600 - 700					172	69
700 - 800					157	94
800 - 900					89	121
900 - 1000						159
1000 - 1100						195
1100 - 1200						166
1200 - 1300						110
1300 - 1400						54
$\bar{\sigma}_{n'}$ полное	582	1820	1364	1763	1564	1576

2. [14] U^{238} $\theta = 90^\circ$ Дифференциальные эффективные сечения возбуждения уровней (мбарн/стерадиан)
 $E_{ур.}$ (кэВ)

E (кэВ)	45	149
106	40 ± 5	
120	55 ± 10	
140	72 ± 6	
157	76 ± 7	
200	32 ± 6	

$E_{ур} (кЭВ)$						
$E (кЭВ)$	45		149			
250	86 ± 7					
405	109 ± 10					
455	120 ± 11	23 ± 7				
550	137 ± 6	28 ± 3				
750	123 ± 9	34 ± 6				
995	80 ± 7	51 ± 5				
$E_{ур} (кЭВ)$						
$E_{кЭВ}$	681 ± 3	732 ± 3	838 ± 5	939 ± 5	968 ± 6	1006 ± 6
814	17,3 ± 2,4					
847	24,4 ± 1,8	12,7 ± 1,9				
903	24,9 ± 1,8	14,7 ± 2,2				
953	29,0 ± 2,6	19,1 ± 2,0				
1005	24,8 ± 2,2	17,0 ± 2,3				
1081	24,9 ± 1,4	21,4 ± 1,3	3,3 ± 0,7	16,7 ± 2,0	11,9 ± 2,4	3,7 ± 1,6
1129	25,2 ± 2,0	22,5 ± 1,7	4,9 ± 1,4	22,4 ± 2,4	18,6 ± 2,2	13,8 ± 1,9
1198	21,7 ± 1,6	21,4 ± 1,6	6,6 ± 1,1	19,3 ± 1,6	17,5 ± 1,8	12,0 ± 1,6
1251	19,0 ± 1,5	21,2 ± 1,6	3,9 ± 0,8	17,2 ± 1,5	18,4 ± 1,7	14,5 ± 1,6
1292	19,5 ± 1,8	18,4 ± 1,8	6,8 ± 1,5	18,4 ± 1,9	21,1 ± 2,1	14,8 ± 1,8
1368	17,8 ± 1,8	18,6 ± 1,7	7,5 ± 1,4	22,6 ± 2,0	22,4 ± 2,0	16,4 ± 1,8
1495	16,1 ± 2,0	15,7 ± 2,1	7,0 ± 2,1			
1620			16,0 ± 2,6	20,7 ± 2,8	17,7 ± 2,6	

$E_{ур} (кЭВ)$						
$E_{кЭВ}$	1047 ± 7	1076 ± 7	1123 ± 8	1150 ± 8	1190 ± 10	1210 ± 10
1129	12,5 ± 2,9					
1198	10,8 ± 1,8	13,1 ± 2,0				
1251	15,0 ± 1,6	14,8 ± 1,7	3,7 ± 1,4			
1292	16,1 ± 2,2	19,1 ± 2,3	9,0 ± 2,1	5,9 ± 2,0	3,3 ± 1,7	
1368	17,2 ± 2,0	25,5 ± 2,3	10,6 ± 2,0	12,2 ± 2,1	7,3 ± 1,9	
1620	18,8 ± 2,5	24,6 ± 2,8	16,1 ± 2,6	14,4 ± 1,7	11,0 ± 1,6	8,4 ± 1,4

E = 1620 кЭВ

$E_{ур} (кЭВ)$	1246 ± 12	1272 ± 12	1313 ± 15	1361 ± 17	1401 ± 20	1437 ± 22	1470 ± 25
----------------	-----------	-----------	-----------	-----------	-----------	-----------	-----------

$\beta_n (90^\circ)$ 8,9 ± 1,4 9,3 ± 1,5 12,8 ± 1,5 8,1 ± 1,8 5,4 ± 1,8 7,2 ± 2,4 4,4 ± 3,0

[25] ГРУППОВЫЕ ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ В ПРЕДЕЛАХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИНТЕРВАЛОВ НЕЙТРОНОВ.

I. Условное распределение нейтронов по 20^И группам, соответствующим определенному энергетическому интервалу.

№ группы <i>j</i>	Область энергии (МэВ)	№ группы <i>j</i>	Область энергии (МэВ)	№ группы <i>j</i>	Область энергии (МэВ)
1	12 - 14	8	0,825 - 1,35	15	0,025 - 0,0407
2	10 - 12	9	0,5 - 0,825	16	0,015 - 0,025
3	6 - 10	10	0,3 - 0,5	17	0,0091 - 0,015
4	3,668 - 6	11	0,18 - 0,3	18	0,0055 - 0,0091
5	3,0 - 3,668	12	0,11 - 0,18	19	0,0021 - 0,0055
6	2,225 - 3,0	13	0,067 - 0,11	20	0,0005 - 0,0021
7	1,35 - 2,225	14	0,0407 - 0,067	-	

[25] Групповые эффективные сечения неупругого рассеяния ($\sigma_{n'}$) и вероятности перехода из энергетической группы j в энергетическую группу $j+k$ ($P_j \rightarrow j+k$) в результате неупругого рассеяния. (E_{min} - минимальная энергия нейтронов данной группы при разбиении на 20 групп).

<i>j</i>	E_{min}	$\sigma_{n'}$	$k=0$	I	2	3	$P_j \rightarrow j+k$		6	7	8	9	10	11	12	13
							4	5								
C																
1	12	0,50	0	0	572	57	43	129	114	85						
2	10	0,40	0	600	175	19	38	75	56	28	9					
3	6	0,31	0	180	200	140	460	20								
4	3,668	0,3	0	0	0	330	600	70								
O																
1	12	0,60	11	43	185	244	96	137	142	78	39	15	10			
2	10	0,55	17	143	248	108	146	173	91	41	21	12				
3	6	0,12	0	26	79	217	347	252	79							

j	E_{min}	G_n'	k=0	$P_j \rightarrow j+k$										
				I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
<i>Na</i>														
1	I2	0,95	7	22	I42	249	I05	I45	I68	90	42	I9	II	
2	I0	I,02	I3	II9	238	I08	I5I	I87	I00	50	22	I2		
3	6	0,94	62	I88	I03	I62	223	I40	68	33	I3	8		
4	3,668	0,59	I33	92	I63	257	I76	I0I	47	20	II			
5	3	0,65	I45	388	62	I88	86	67	55	9				
6	2,225	0,65	398	4I4	II	79	20	2						
7	I,35	0,54	500	500										
8	0,825	0,48	I00	700	200									
9	0,5	0,24	0	290	340	200	II5	55						
<i>Al</i>														
1	I2	0,80	5	I4	II8	240	I06	I50	I83	I00	50	22	I2	
2	I0	0,90	I0	96	222	I06	I56	200	II3	57	23	10	7	
3	6	0,85	46	I66	I0I	I6I	236	I52	77	37	I6	8		
4	3,668	0,75	I09	8I	I56	262	I94	II0	54	20	9	5		
5	3	I,05	0	490	285	I00	25							
6	2,225	0,86	0	750	90	80	50	20	I0					
7	I,35	0,222	36	5I8	35I	95								
8	0,825	0,056	0	250	465	I79	7I	35						
<i>K</i>														
1	I2	I,20	0	0	76	204	I05	I60	2I3	I30	64	3I	II	6
2	I0	I,25	0	59	I78	I02	I62	227	I47	73	33	I4	9	
3	6	I,30	22	II6	I84	I55	257	I82	I03	49	20	I2		
4	3,668	0,50	64	62	I32	266	255	I00	7I	30	I2	8		
5	3	0,I6	0	0	0	470	420	0	II0					
6	2,225	0,04	0	0	0	0	740	220	40					

j	E_{min}	C_n'	$\kappa=0$	$P_j \rightarrow j+k$												
				I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
T_i																
1	12	1,15	0	0	55	167	106	162	231	144	76	36	14	9		
2	10	1,30	0	39	150	95	162	243	160	85	40	16	10			
3	6	1,30	13	89	73	146	263	119	117	58	26	9	7			
4	3,668	1,32	45	49	117	259	235	155	80	34	16	10				
5	3	1,10	56	90	241	255	178	102	46	20	12					
6	2,225	0,80	270	390	240	100										
7	1,35	0,30	0	333	517	150										
v																
1	12	1,45	0	0	50	165	99	162	235	151	77	37	16	8		
2	10	1,45	0	35	142	93	159	245	167	90	41	17	11			
3	6	1,50	11	82	70	142	262	205	125	59	26	11	7			
4	3,668	1,62	40	46	112	257	239	159	84	38	15	10				
5	3	1,68	48	86	236	255	186	107	49	21	12					
6	2,225	1,65	68	217	266	217	61	29	10	7						
C_2																
1	12	0,65			47	161	98	163	234	156	80	37	16	8		
2	10	0,90		34	139	91	159	248	167	90	44	17	11			
3	6	1,25	10	80	70	140	264	205	125	62	26	11	7			
4	3,668	1,30	39	45	110	255	241	160	85	40	15	10				
5	3	1,17	46	84	235	253	189	107	50	21	9	6				
6	2,225	1,10	0	270	730											
7	1,35	0,706	0	0	611	209	0	180								

j	E _{min}	G _{n'}	κ=0	P _j - j+k												
				1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
<i>Fe</i>																
1	12	0,88			40	153	96	162	241	156	85	41	16	10		
2	10	1,30		29	129	89	157	252	172	98	45	19	11			
3	6	1,37	9	71	65	136	263	213	130	66	29	10	8			
4	3,668	1,36	33	41	105	251	246	164	93	41	15	11				
5	3	1,05	0	380	240	380										
6	2,225	0,91	0	850	20	70	60									
7	1,35	0,792	178	499	323											
8	0,825	0,334	0	236	228	278	168	90								
<i>Ni</i>																
1	12	0,93			43	141	91	162	244	164	86	41	18	10		
2	10	1,12		25	122	87	156	255	175	102	46	20	12			
3	6	1,23	7	67	62	133	262	219	134	67	29	12	8			
4	3,668	1,40	30	38	100	248	246	175	93	42	17	11				
5	3	1,15	37	73	223	259	199	116	54	23	10	6				
6	2,225	0,75	80	220	700											
7	1,35	0,23	0	39	444	233	211	34	39							
<i>Zr</i>																
1	12	0,70	0	0	13	88	73	146	262	202	117	58	26	15		
2	10	1,00	0	8	69	63	135	263	216	130	67	30	12	7		
3	6	1,80	0	31	38	100	248	246	171	94	44	17	11			
4	3,668	1,80	10	18	64	210	263	208	125	61	24	11	6			
5	3	1,60	13	40	170	259	233	154	76	33	14	8				
6	2,225	1,20	57	675	81	81	49	32	25							
7	1,35	0,60	0	350	300	183	83	50	34							
8	0,825	0,14	0	0	500	285	143	72								

j	E_{min}	C_n	$K=0$	1	2	3	$P_j - j \cdot k$		6	7	8	9	10	11	12	
1	Nb	12	0,70	0	0	12	85	73	143	265	202	118	61	26	15	
2		10	0,95	0	7	67	63	135	263	216	134	67	29	12	7	
3		6	1,85	0	30	37	98	247	247	175	94	44	17	11		
4		3,668	2,08	10	18	67	209	260	211	125	62	26	11	7		
5		3	2,12	12	39	169	255	239	151	79	34	14	8			
6		2,225	2,05	24	137	246	253	173	92	43	20	12				
7		1,35	1,58	160	265	255	170	89	39	22						
8		0,825	0,804	0	123	350	330	114	83							
<i>Mr.</i>																
1		12	1,80			12	85	71	143	234	202	121	61	26	10	5
2		10	1,80		7	66	62	133	264	215	134	70	30	12	7	
3		6	1,92		29	36	97	247	247	175	97	42	19	11		
4		3,668	2,15	9	18	60	206	261	214	126	62	26	11			
5		3	2,21	12	38	166	256	238	155	77	36	14	8			
6		2,225	1,93	24	133	244	57	374	93	44	19	2	1	9		
7		1,35	1,72	143	256	260	179	95	42	25						
8		0,825	1,04	132	429	267	106	15	51							
9		0,5	0,34	394	421	76	97	12								
10		0,3	0,21	0	629	200	171									
11		0,18	0,06	0	0	633	367									
<i>Ta</i>																
1		12	0,35	0	0	0	28	34	95	244	251	175	98	45	19	11
2		10	0,60	0	0	18	27	80	230	258	193	108	53	20	13	
3		6	2,50	0	0	20	44	179	257	232	145	71	33	12	9	
4		3,668	2,72	0	5	22	120	238	254	185	98	46	20	12		
5		3	2,83	0	10	81	205	266	215	121	59	26	11	6		
6		2,225	2,88	0	60	177	261	233	149	63	34	15	8			

j	E_{min}	G_n'	$K=0$	I	2	3	4	$P_j \rightarrow 5^{j+k}$	6	7	8	9	10	11	12	13
7	1,35	2,65	77	206	270	221	129	60	37							
8	0,825	2,16	286	450	159	58	27	20								
9	0,5	1,62	300	380	170	50	70	30								
10	0,3	0,90	281	435	227	37	20									
11	0,18	0,50	0	450	54	456	40									
P_b																
I	12	0,60	0	0	0	20	28	83	234	255	189	107	50	20	11	
2	10	1,35	0	0	12	21	69	218	259	206	120	57	23	9	6	
3	6	2,35	0	0	11	35	160	255	239	159	83	34	14	10		
4	3,668	2,00	0	0	17	102	226	261	196	111	50	23	9	5		
5	3	1,40	0	7	65	190	266	222	134	67	30	11	8			
6	2,225	1,05	315	510	145	20	10									
7	1,35	0,60	50	600	250	50	34	16								
8	0,825	0,20	0	300	400	100	100	50	50							
9	0,5	0,02	0	0	250	300	250	150	50							
B_i																
I	12	0,27	0	0	0	20	28	82	233	254	192	107	50	20	14	
2	10	1,44	0	0	12	21	68	217	261	206	120	57	23	9	6	
3	6	2,35	0	0	10	34	160	253	239	163	80	37	14	10		
4	3,668	2,15	0	0	17	101	225	263	196	111	50	23	9	5		
5	3	1,37	0	7	65	189	265	224	134	67	30	11	8			
6	2,225	0,76	0	560	270	170										
7	1,35	0,38	0	426	369	205										
8	0,825	0,13	0	0	708	154	69	69								

j	E _{min}	G _{n'}	κ=0	P _j → j+k												
				I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
I Th	I2	0,30				15	23	73	225	256	199	117	56	21	15	
2	I0	0,37			9	17	60	206	260	214	129	62	26	17		
3	6	2,15			8	28	146	249	246	171	85	41	15	11		
4	3,668	2,80			13	89	214	263	209	116	55	26	15			
5	3	2,80		5	55	177	263	232	146	68	33	12	9			
6	2,225	2,80		37	141	257	180	236	82	42	15	3	7			
7	1,35	2,69	194	305	371	90	12	28								
8	0,825	1,60	604	343	48	5										
9	0,5	1,60	691	292	10	7										
10	0,3	1,00	675	316	9											
11	0,18	0,8	593	407												
12	0,11	0,63	442	395	163											
13	U ²³³ 0,067	0,34	0	738	159	103										
I	I2	0,10				15	23	73	225	256	199	117	56	21	15	
2	I0	0,10			9	17	60	206	260	214	129	62	26	17		
3	6	0,87			8	28	146	249	246	171	85	41	15	11		
4	3,668	1,75			13	89	214	263	209	116	55	26	15			
5	3	1,60		5	55	177	263	232	146	68	33	12	9			
6	2,225	1,41		37	141	257	180	236	82	42	15	3	7			
7	1,35	1,19	24	193	370	138	113	49	113							
8	0,825	0,58	40	302	238	160	69	153	38							
9	0,5	0,43	67	368	275	121	95	74								
10	0,3	0,29	352	173	179	110	83	62	41							
11	0,18	0,20	575	385	40											
12	0,11	0,17	412	470	59	41	18									
13	0,067	0,10	250	430	320											

j	E _{rain}	C _n '	R=0	P _j → j+k												
				1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	U ²³⁵ 12	0,17				14	22	72	223	257	203	117	54	23	15	
2	10	0,19			8	16	58	205	261	214	130	65	26	17		
3	6	1,05			7	27	144	247	249	167	92	39	17	11		
4	3,608	2,02			12	86	213	264	209	120	55	26	15			
5	3	1,98			57	174	262	235	147	72	31	14	8			
6	2,225	1,83			35	141	250	251	167	88	41	17	3	7		
7	1,35	1,65	24	193	370	139	113	48	113							
8	0,825	1,32	50	307	221	160	162	100								
9	0,5	1,07	318	368	111	98	55	50								
10	0,3	0,88	430	394	83	25	8									
11	0,18	0,63	438	386	97	32	25	1								
12	0,11	0,44	341	468	86	75	21	9								
13	0,067	0,23	222	344	174	43	17									
14	U ²³⁸ 0,0407	0,07	0	300	300	100										
1	12	0,27				14	22	72	223	257	203	117	54	23	15	
2	10	0,30			8	16	58	205	261	214	130	65	26	17		
3	6	1,75			7	27	114	247	249	167	92	39	17	11		
4	3,668	2,60			12	86	213	264	209	120	55	26	15			
5	3	2,58			57	174	262	235	147	72	31	14	8			
6	2,225	2,50			35	141	250	251	167	88	41	17	3	7		
7	1,35	2,33	194	305	371	90	12	28								
8	0,825	1,93	515	232	116	114	16	7								
9	0,5	1,58	780	220												
10	0,3	1,28	644	356												
11	0,18	0,988	498	502												
12	0,11	0,697	364	350	286											

j	E_{min}	$G_{n'}$	$k=0$	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
13	0,067	0,400	0	730	160	110										
14	0,0407	0,105	0	0	724	276										
Pu^{239}																
1	12	0,10				13	22	70	219	261	203	117	57	23	9	6
2	10	0,20			8	15	57	201	263	213	133	63	27	12	8	
3	6	0,75			7	27	140	246	250	171	92	39	17	11		
4	3,668	1,55			11	84	209	247	229	121	58	24	11	6		
5	3	1,48			50	165	260	239	155	73	34	16	8			
6	2,225	1,26		34	139	248	256	167	88	41	17	3	7			
7	1,35	1,05	33	200	308	193	107	51	108							
8	0,825	0,84	384	359	98	61	48	50								
9	0,5	0,76	557	346	65	32										
10	0,3	0,64	667	241	51	19	11	6								
11	0,18	0,46	742	243	11	0	0	0	2							
12	0,11	0,28	721	225	50	4										
Pu^{240}																
1	12	0,27				13	22	70	219	261	203	117	57	23	9	6
2	10	0,30			8	15	57	201	263	213	133	63	27	12	8	
3	6	1,75			7	27	140	246	250	171	92	39	17	11		
4	3,668	2,60			11	84	209	247	229	121	58	24	11	6		
5	3	2,58			50	165	260	239	155	73	34	16	8			
6	2,225	2,50		34	139	248	256	167	88	41	17	3	7			
7	1,35	1,058	194	305	371	90	12	28								
8	0,825	0,511	524	285	141	46	4									
9	0,5	0,733	703	297												
10	0,3	0,897	644	356												

j	E_{min}	$G_{n'}$	$P_j \rightarrow j+k$														
			$k=0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	
11	0,18	0,6	498	502													
12	0,11	0,208	364	350	286												
P_{11}^{211}																	
1	12	0,10				13	22	70	219	261	203	117	57	23	9	6	
2	10	0,10			8	15	57	201	263	213	133	63	27	12	8		
3	6	0,87			7	27	140	246	250	171	92	39	17	17	11		
4	3,668	1,75			11	84	209	247	229	121	58	24	11	6			
5	3	1,60			50	165	260	239	155	73	34	16	8				
6	2,225	1,41		34	139	248	256	167	88	41	17	3	7				
7	1,35	1,19	24	193	370	138	113	49	113								
8	0,825	0,58	40	308	238	160	69	153	38								
9	0,5	0,43	67	368	275	121	95	74									
10	0,3	0,29	393	521	86												
11	0,18	0,20	505	455	40												
12	0,11	0,17	312	512	141	35											
13	0,067	0,10	0	650	220	130											
P_{11}^{212}																	
1	12	0,27				13	22	70	219	261	203	117	57	23	9	6	
2	10	0,30			8	15	57	201	263	213	133	63	27	12			
3	6	1,75			7	27	140	246	250	171	92	39	17	11			
4	3,668	2,60			11	84	209	247	229	121	58	24	11	6			
5	3	2,58			50	165	260	239	155	73	34	16	8				
6	2,225	2,50		34	139	248	256	167	88	41	17	3	7				
7	1,35	1,20	194	305	371	90	12	28									
8	0,825	0,33	524	285	141	46	4										
9	0,5	0,83	703	297													

j	E _{min}	σ _{n'}	κ=0	P _j → j+k												
				I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
10	0,3	0,91	644	356												
11	0,18	0,59	498	502												
12	0,11	0,19	364	350	286											

2. Условное распределение нейтронов по 16^и группам, соответствующим определенным энергетическим интервалам.

j	Область энергии (МэВ)	j	Область энергии (МэВ)	j	Область энергии (МэВ)
1	> 3,668	6	0,3 - 0,5	11	0,025 - 0,0407
2	2,225 - 3,668	7	0,18 - 0,3	12	0,015 - 0,025
3	1,35 - 2,225	8	0,11 - 0,18	13	0,0091 - 0,015
4	0,85 - 1,35	9	0,067 - 0,11	14	0,0055 - 0,0091
5	0,5 - 0,85	10	0,04 - 0,067	15	0,0021 - 0,0055
				16	0,0005 - 0,0021

[25] Групповые эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов (σ_{n'}) и перехода из энергетической группы j в энергетическую группу j+k (σ_{nj} → j+k) в результате неупругого рассеяния. (E_{min} - минимальная энергия нейтронов данной группы при разбиении на 16 групп).

j	E _{min}	σ _{n'}	σ _{nj} → j+k									
			κ=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
C												
1	3,668	0,080	8	26	32	11	3					
1	3,668	0,022	1	6	8	5	2					
N _U												
1	3,668	0,633	62	89	83	133	127	76	36	18	9	
2	2,225	0,650	317	165	65	54	28	18	3			

	E_{min}	$\sigma_{n'}$	$\sigma_{n',j} \rightarrow j+k$										
			$k=0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
3	1,35	0,541	270	271									
4	0,825	0,480	48	336	96								
5	0,5	0,236	0	70	82	48	27	13					
<i>Al</i>													
1	3,668	0,77	108	183	199	138	79	37	15	7	3	1	
2	2,225	0,90	240	485	92	47	22	9	5				
3	1,35	0,222	8	115	78	21	0	0	0				
4	0,825	0,056	0	14	26	10	4	2	0				
<i>K</i>													
1	3,668	0,7	60	140	190	150	90	40	30				
2	2,225	0,08	0	0	25	23	20	12					
<i>Tl</i>													
1	3,668	1,31	80	225	346	284	185	110	48	16	12	4	
2	2,225	0,92	237	364	228	51	40						
3	1,35	0,30	0	155	100	45							
<i>v</i>													
1	3,668	1,60	29	273	420	436	231	124	52	24	8	3	
2	2,225	1,66	181	370	430	331	194	90	38	17	6	3	
3	1,35	1,49	383	437	332	191	89	37	21				
4	0,825	1,07	268	268	139	139	139	86	31				
5	0,5	0,63	50	236	168	176							
6	0,3	0,38	0	0	210	105	43	22					
<i>Cz</i>													
1	3,668	1,300	62	217	338	302	201	104	47	18	8	3	
2	2,225	1,140	108	259	298	234	134	63	26	11	5	2	
3	1,35	0,706	0	0	431	148	0						

j	E _{min}	G _{n'}	G _{n'} → j+k											
			n=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9		
1	Fe	3,668	1,400	57	220	363	321	231	119	56	21	8	2	
2		2,225	1,00	180	565	190	35	30						
3		1,35	0,795	141	395	256	0	0	0					
4		0,825	0,334	0	79	76	93	35	30					
	Ni													
1		3,668	1,380	51	206	350	333	226	123	57	21	0	4	
2		2,225	1,000	79	212	264	213	126	63	26	11	4	2	
3		1,35	0,232	0	9	103	54	49	8	9				
	Zr													
1		3,668	1,800	0	200	401	466	355	208	91	40	24	0	
2		2,225	1,35	40	460	320	240	150	90	50				1
3		1,35	0,6	0	210	120	110	50	30	20				28
4		0,825	0,14	0	0	70	40	20	10	0				1
	Nb													
1		3,668	1,98	30	185	441	500	401	232	100	45	28	10	
2		2,225	2,08	75	304	518	512	355	177	85	31	15	8	
3		1,35	1,58	253	418	403	269	140	61	36				
4		0,825	0,804	0	99	281	265	92	67					
	Mo													
1		3,668	2,10	40	60	150	410	490	370	400	110	50	20	
2		2,225	2,09	80	320	530	310	560	170	80	20	10	10	
3		1,35	1,72	246	440	447	309	163	72	43				
4		0,825	1,04	137	446	278	110	16	53	0				
5		0,5	0,34	134	143	26	33	4	0	0				
6		0,3	0,21	0	132	42	36	0	0	0				
7		0,18	0,06	0	0	38	22							

j	E _{min}	G _{n'}	G _{n'j} → j+k										
			k=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
1	3,668	Ta 2,67	0	91	374	657	668	457	258		113	38	15
2	2,225	2,87	20	187	542	761	642	385	187		85	51	10
3	1,35	2,65	205	545	715	583	341	161	100				
4	0,825	2,16	616	974	343	125	58	44					
5	0,5	1,62	484	612	275	82	115	52					
6	0,3	0,9	253	391	204	34	18						
7	0,18	0,5	0	225	27	228	20						
1	3,668	Pb 2,23	33	210	495	571	452	261	110		65	21	12
2	2,225	1,1	22	400	180	110	90	60	40				
3	1,35	0,6	30	360	150	30	20	10	0				
4	0,825	0,2	0	60	80	20	20	10	10				
5	0,5	0,02	0	0	5	6	5	3	1				
1	3,668	Bi 2,30	0	55	278	540	577	436	230		107	48	29
2	2,225	1,07	102	578	290	88	12						
3	1,35	0,38	0	162	140	78							
4	0,825	0,13	0	0	92	20	9	9					
1	3,668	Th 2,73	0	38	266	609	720	558	307		139	66	27
2	2,225	2,80	9	115	437	722	689	443	221		103	45	16
3	1,35	2,69	522	820	998	242	32	76					
4	0,825	1,60	966	549	77	8							
5	0,5	1,60	1106	467	16	11							
6	0,3	1,00	675	316	9	0							
7	0,18	0,8	474	326	0	0							
8	0,11	0,63	278	249	103	0							
9	0,067	0,34	0	251	54	35							

j	E _{min}	C _n	C _n j → j+k									
			k=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	U ²³⁵ 3,608	1,72	0	21	165	387	457	134	192	86	40	16
2	2,225	1,49	5	60	232	386	370	256	116	56	24	9
3	1,35	1,19	29	230	440	165	134	58	134			
4	0,825	0,58	23	175	138	93	40	89	22			
5	0,5	0,43	29	158	118	52	41	32	0			
6	0,3	0,29	102	50	52	37	24	18	12			
7	0,18	0,2	113	77	8	0	0	0	0			
8	0,11	0,17	70	80	10	7	3	0	0			
9	U ²³⁵ 0,067	0,1	25	43	32							
1	3,668	1,28	0	27	194	441	321	404	224	101	4	20
2	2,225	1,95	6	80	304	383	400	386	134	72	31	12
3	1,35	1,65	40	318	611	219	106	30	180			
4	0,825	1,32	66	405	292	211	214	132	0			
5	0,5	1,07	340	394	119	135	59	53	0			
6	0,3	0,88	431	347	73	22	7	0	0			
7	0,18	0,63	289	243	61	20	10	1	0			
8	0,11	0,44	150	206	38	33	9	4	0			
9	0,067	0,23	51	125	40	10	4	0	0			
10	U ²³⁸ 0,0407	0,07	0	42	21	7	0	0	0			
1	3,668	2,500	0	35	245	557	658	510	282	128	60	25
2	2,225	2,550	8	105	398	658	627	403	201	94	41	15
3	1,35	2,330	452	710	865	210	28	65				
4	0,825	1,930	994	448	224	220	31	13				
5	0,5	1,580	1230	250								
6	0,3	1,280	824	456	0	0						
7	0,18	0,988	492	496	0	0						

j	E _{min}	G _{n'}	G _{n,j} → j+k										
			k=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
8	0,11	0,697	254	244	199	0							
9	0,067	0,400	0	292	64	44							
10	0,0407	0,105	0	0	76	29							
<i>Pu²³⁸</i>													
1	3,668	1,4	0	19	133	309	366	284	163	72	32	22	
2	2,225	1,27	4	52	197	329	346	166	100	47	20	9	
3	1,35	1,05	35	210	323	203	112	54	113				
4	0,825	0,84	323	302	82	51	40	42	0				
5	0,5	0,76	423	263	50	24	0	0	0				
6	0,3	0,64	427	154	33	12	7	4	3				
7	0,18	0,46	342	112	5	0	0	0	1				
8	0,11	0,28	202	63	14	1	0	0	0				
<i>Pu²⁴⁰</i>													
1	3,668	1,482	0	20	141	327	387	301	173	76	34	23	
2	2,225	1,383	4	56	214	358	377	191	109	52	22	10	
3	1,35	1,058	205	323	393	95	13	29					
4	0,825	0,511	267	146	72	24	2						
5	0,5	0,733	515	218	0	0							
6	0,3	0,897	578	319	0	0							
7	0,18	0,6	299	301	0	0							
8	0,11	0,208	76	73	59								
<i>Pu²⁴¹</i>													
1	3,668	1,72	0	21	169	384	453	352	194	88	42	17	
2	2,225	1,49	5	61	231	386	406	195	117	54	24	11	
3	1,35	1,19	29	230	440	165	134	58	134				
4	0,825	0,58	23	175	138	93	40	89	22				
5	0,5	0,43	29	158	118	52	41	32	0				
6	0,3	0,29	114	151	25	0	0	0	0				

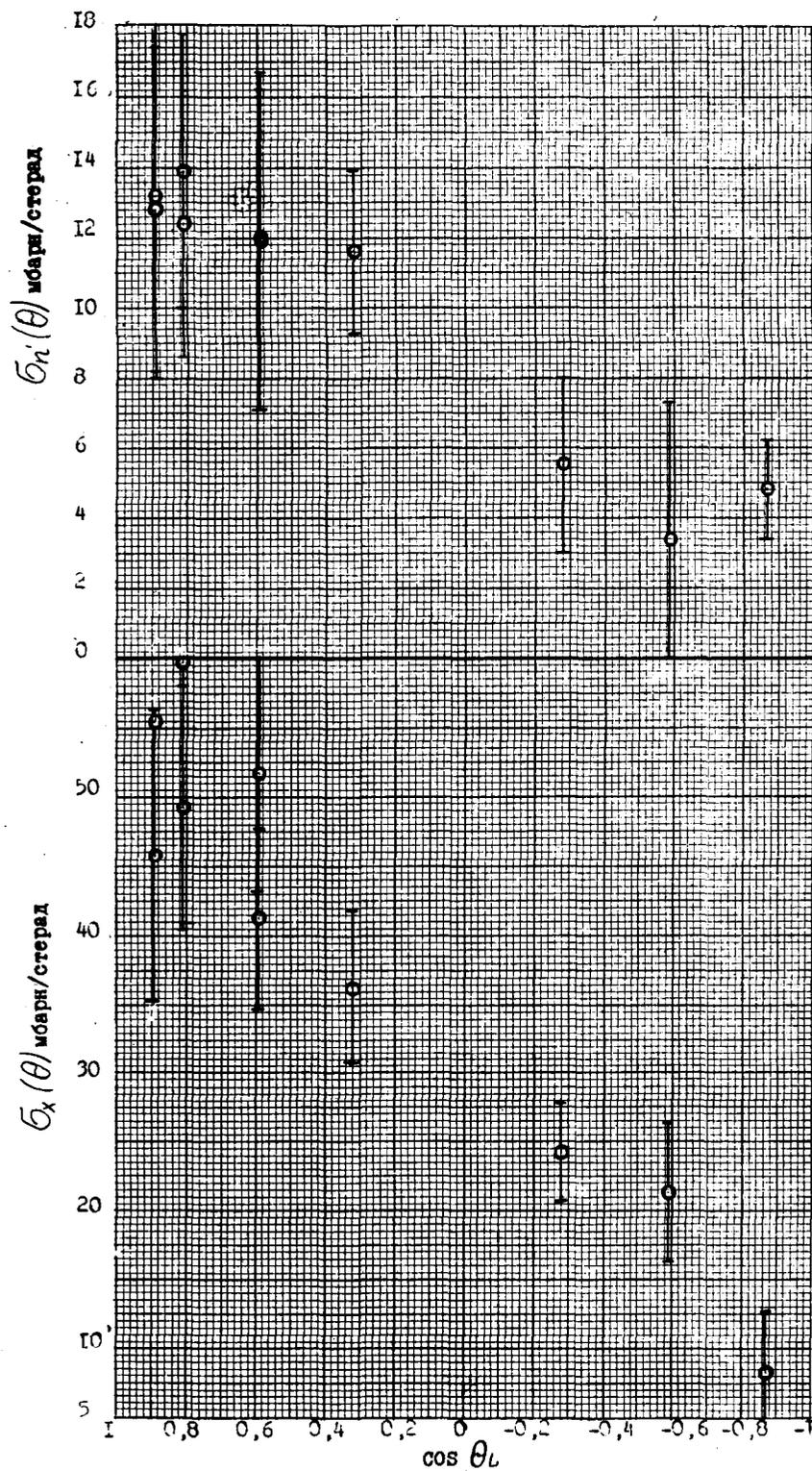
j	E _{min}	G _n	G _{n,j} → j+k									
			k=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
7	0,18	0,2	101	91	8	0	0	0	0			
8	0,11	0,17	53	87	24	6	0	0	0			
9	0,067	0,1	0	65	22	13	0	0	0			
1	3,668	1,482	0	20	141	327	387	301	173	76	34	9
2	2,225	1,643	5	68	254	425	448	214	130	61	26	12
3	1,35	1,198	232	365	444	108	14	35				
4	0,825	0,331	173	95	47	15	1					
5	0,5	0,833	585	248	0	0						
6	0,3	0,909	585	324	0	0						
7	0,18	0,588	293	295	0	0						
8	0,11	0,185	68	65	52							

*Pu*²⁴²

Л И Т Е Р А Т У Р А

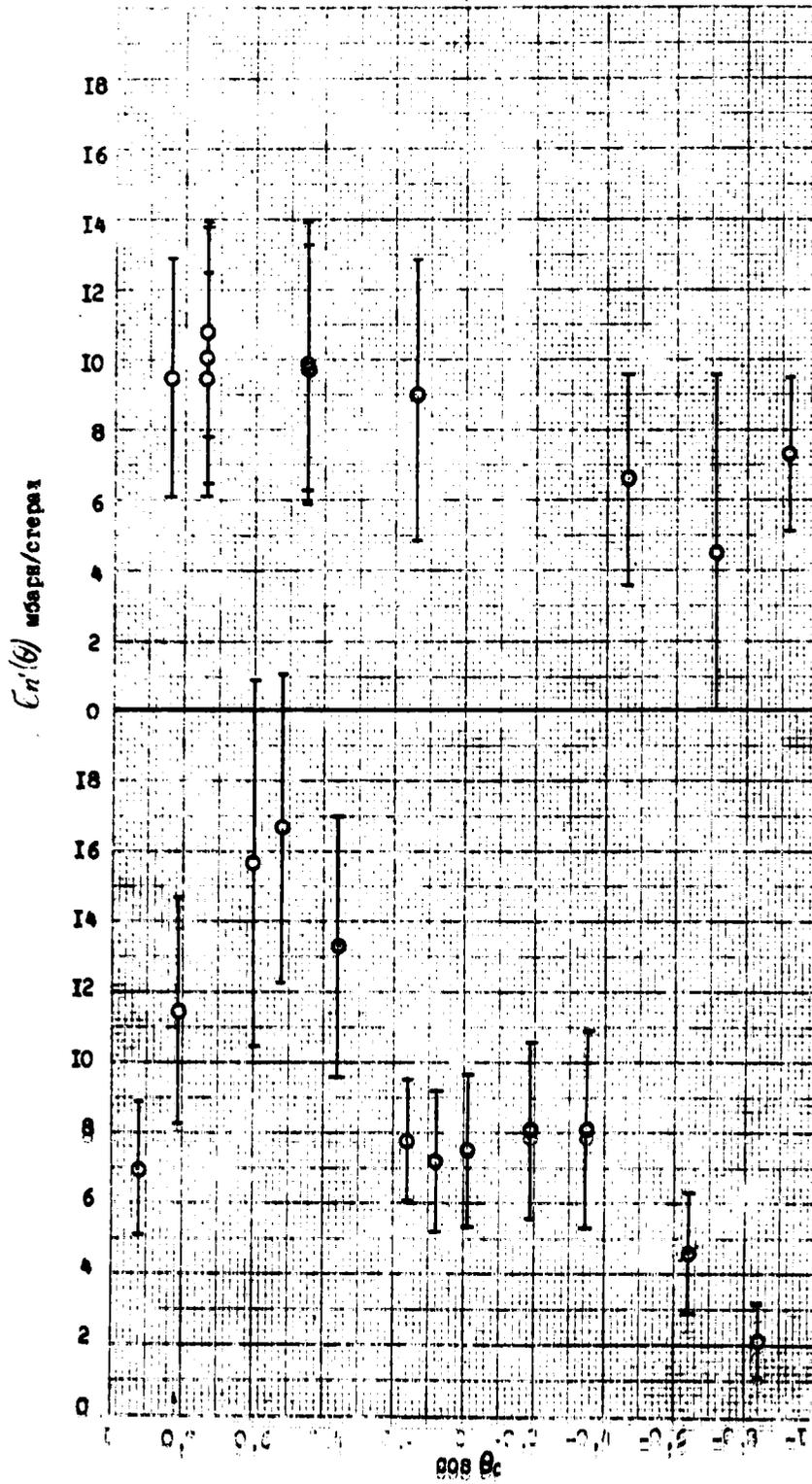
- I. J.R.Stehn, S.D.Goldberg, B.A.Majumro and R.Wiener-Chasman.
Neutron cross sections, VI Z=1-20, May 1964, ENL 325.
- I (1). K.A.Bostrom et.al. IAC - TR - 58 - 88 (1958).
I (2). L.F.Chase et.al. AFSWC-TR-61-15 (1961).
I (3). F.N.Mac Gregor. UCRL-5229 (1958).
I (4). V.E.Scherrer et.al. NRL (1955).
I (5). L.D.Vincent et.al. WADD-TR-60-217 (1960).
I (6). E.N.Watagart and H.Goodfellow. J.Nuclear Energy, A/B, 17, 437 (1965) [Aldermaston].
2. R.G.P.Voss and R.Wilson. Proc.Roy.Soc. A236 N-1204, 41, 1956.
3. Koralewski J. et.al. INR-591/ IA/ PL (1964).
4. P.Ferrin CEA-R2382 (1964).
5. I.Szebo. CEA-R2407 (1964).
6. D.O.Nellis and I.L.Morgan. WASH-1064, стр. 186 (1965).
7. D.O.Nellis. et.al. WASH-1064, стр. 189 (1965).
8. Kikuchi S. et.al. JAERI-1078 (1965).
9. Зомер В.П. и Прокофьев А.И., Экспресс-информация 4(13), стр. 8, 1965.
- Ю. Конференция по ядерным данным, необходимым для реакторов.
Париж. 17 - 21 октября 1966г.
- Ю(1). B.H.Armitage et.al. доклад № 12.
Ю(2). H.Conde et.al. доклад № CN-23/84.
Ю(3). F.Merchez et.al. доклад № CN-23/75.
Ю(4). J.F.Barri доклад № CN-23/59.
Ю(5). J.H.Towle et.al. доклад № CN-23/35.
- II. G.J.Petit et.al., C.R.Acad Sc., Paris, 260, 4, 4491, 1965.
- II(1). Anderson J.D. et.al., Phys.Rev., III, № 2, 572, 1958.
12. F.Merchez et.al. CR Acad Sc., Paris, 260 № 14, 3922, 1965.
13. Thompson W.E., Messenger P.C. Nucl.Sci.Abs., 20, № 22, 3144, 1966.
14. K.Barnard et.al. Nucl.Phys., 80, № 1, 46, 1966.
15. G.C.Bonazzola et.al. Nuovo.Cim., 45B, № 1, 60, 1966.
16. G.C.Bonazzola et.al. Nucl.Phys. 86, № 2, 378, 1966.
17. Д.А.Бродер и др. 17-е ежегодное совещание по ядерной спектроскопии.
Харьков. маврь 1967г.
18. J.F.Chien and A.B.Smith. Nucl.Sci.Eng., 26, № 4, 500, 1966.
19. R.L.Clark and J.G.Crosa. Nucl.Phys., A95, № 2, 320, 1967.
20. J.A.Cookson et.al. Nucl.Phys., A91, № 2, 275, 1967.
21. A.Jacquot and C.Rousseau. Nucl.Phys., 84, № 1, 239, 1966.
22. J.Narcl and A.H.W.Aten. J.Nuclear Energy, Pt A/B 20, № 6, 175, 1966.
23. D.B.Nichols et.al. Phys.Rev., 151, № 2, 879, 1966.

26. A.E.S. Ith and P. Hayes., Nucl.Phys., A93, 3, 609, 1967.
27. S. Yafish and M. Steger, IA-930, 1964.
28. G. Nagel and H. van den Broek Jr., Physica, 51, 7, 1091, 1965.
29. Отчет о ядерных исследованиях в Евротоми в 1966 году.
CERNDC(E)76 "U", 1967.
- 27(1). I. Kohler
- 27(2). G. Nagel
- 27(3). G. Bormann et.al.
- 27(4). Работы Instituto di Fisica Dell "Universita", Trieste.
- 27(5). Работы Instituto Nazionale di Fisica Nucleare (Torino).
- 27(6). G. Coppola, H.H. Knitter.
28. G. Finsen and P. Hillic. Osterr.Acad.Wiss. Math-naturwiss klasse, 174, №1-4, 87, 1965.
29. P. Hillic et.al. Osterr.Acad.Wiss. Math-naturwiss.Klasse, 174, №1-4, 11, 1965.
30. Morgan J.L. et.al. EIC - 60 658, 1964.
31. Prud'homme J.T. et.al. AFDGC-ER-60-90, 1960.
32. J. Zambello et.al. Nucl.Phys. A96, № 2, 449, 1967.
33. P.C. Buchanan et.al. Phys.Rev. 158, № 4, 1041, 1967.



Li^6
[20]
 $E=10$
 $E_{ур}=2,184$

$E_n > 2$



Li^6

[20]

$E=10$

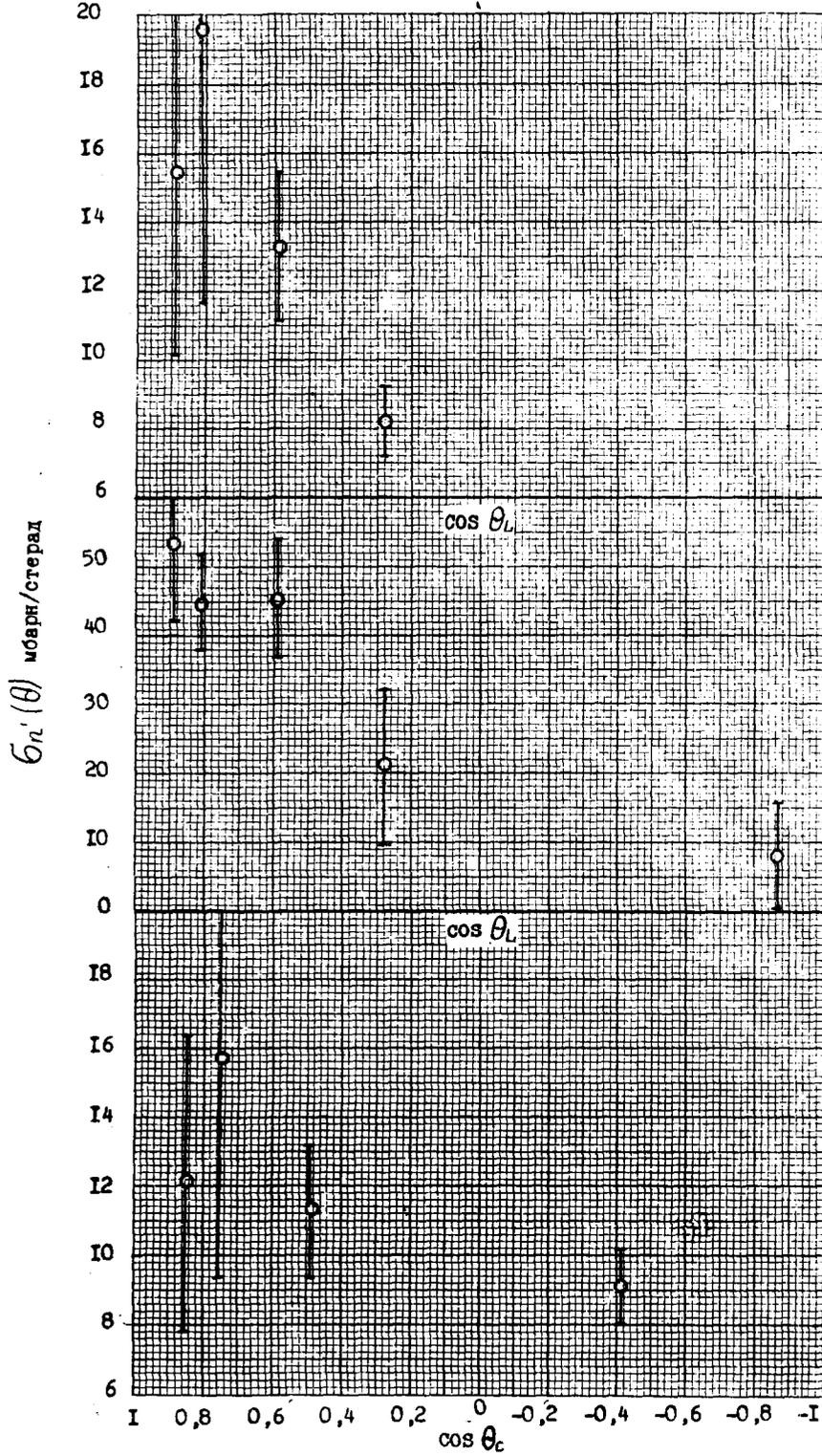
$E_{\text{пл}}=2,184$

[10(3)]

[12]

$E=14$

$E_{\text{пл}}=2,18$



Li^7

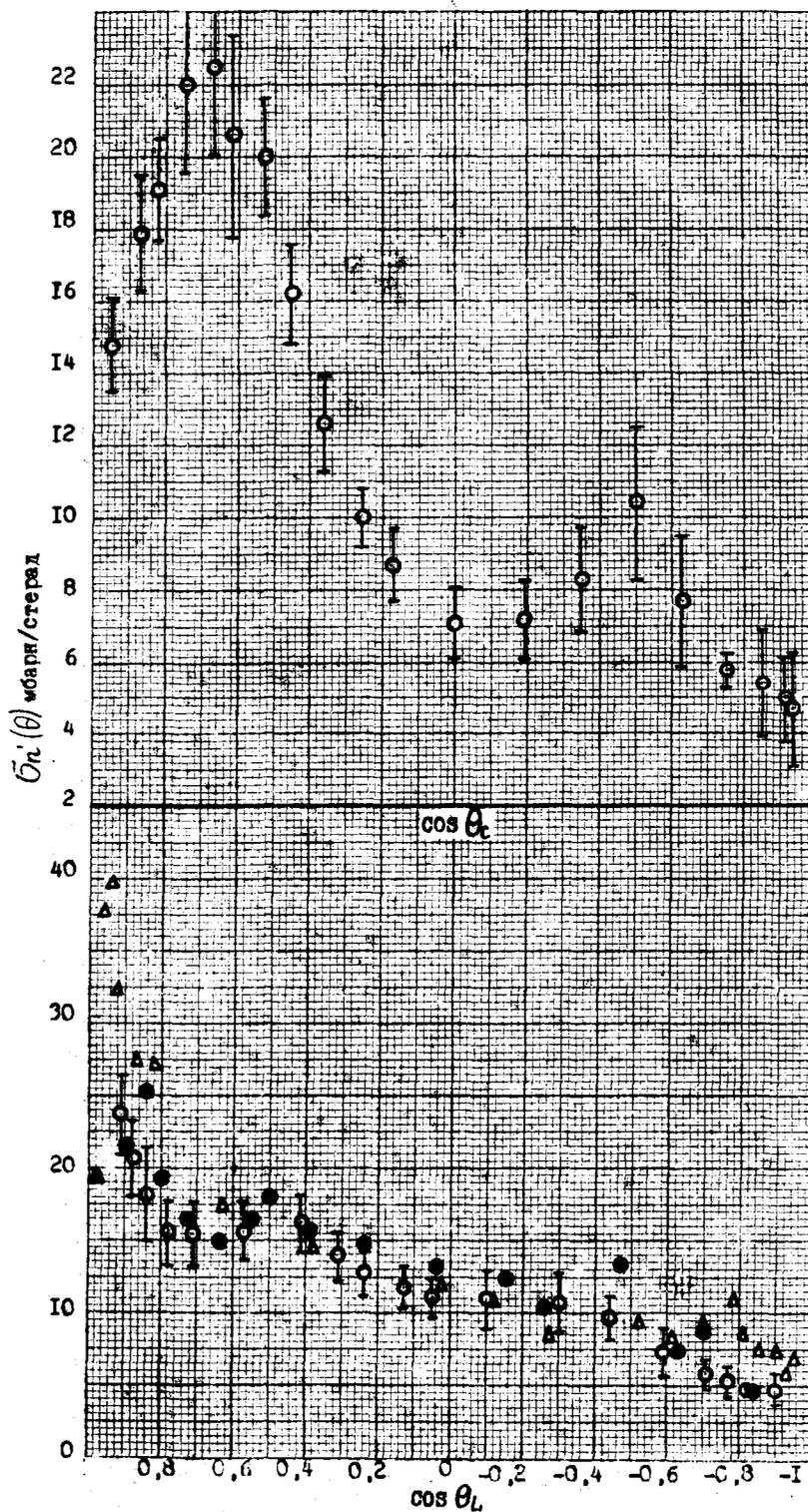
[20]

$E=10$

$E_{гр.}=4,63$

$E_n > 2$

$E_{гр.}=4,63$



Li^7

[10(3)]

$E=14$

$E_{yr}=4,63$

Be^9

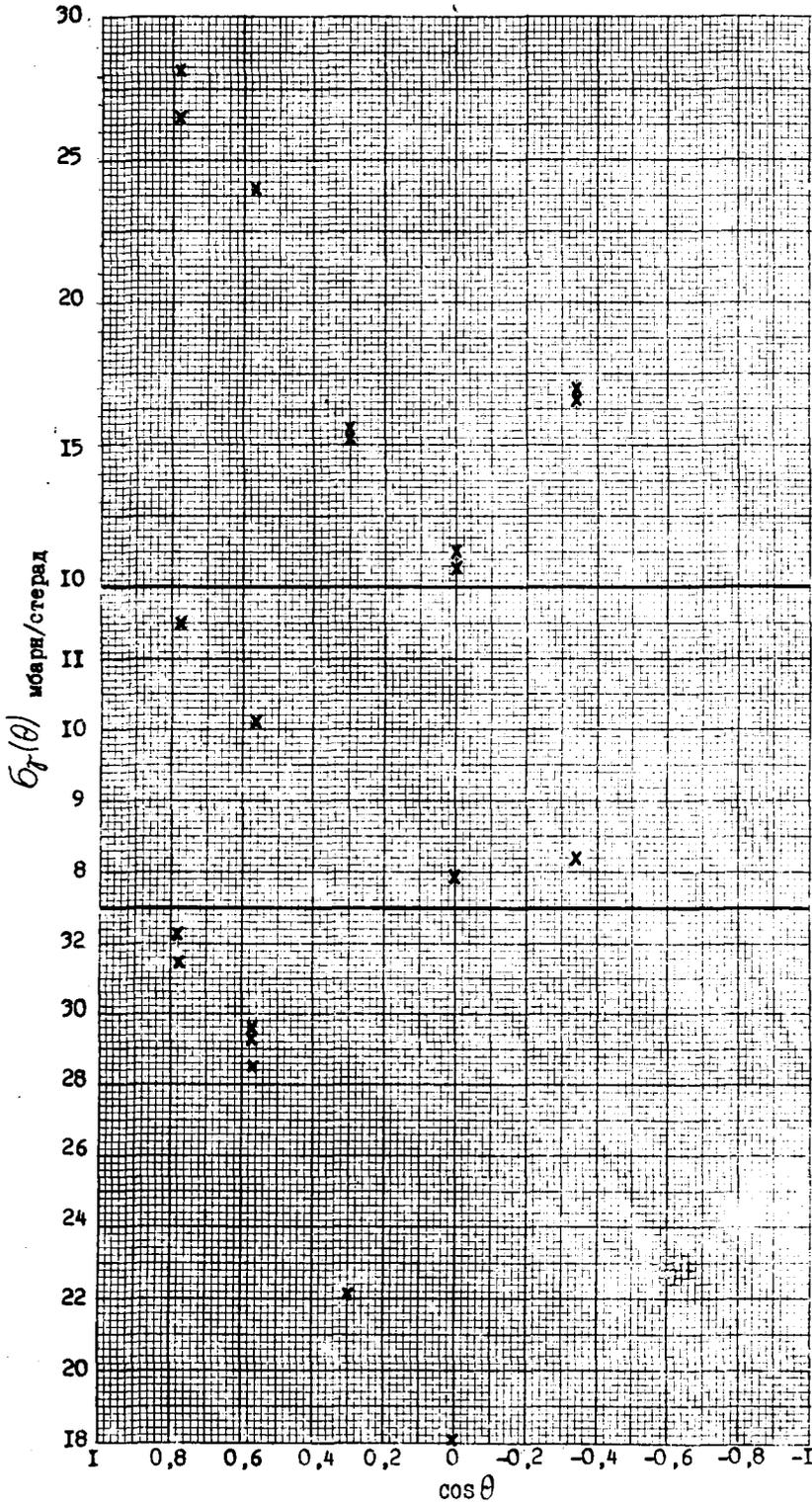
○ - [10(3)]

△ - [11]

● - [11 (I)]

$E=14$

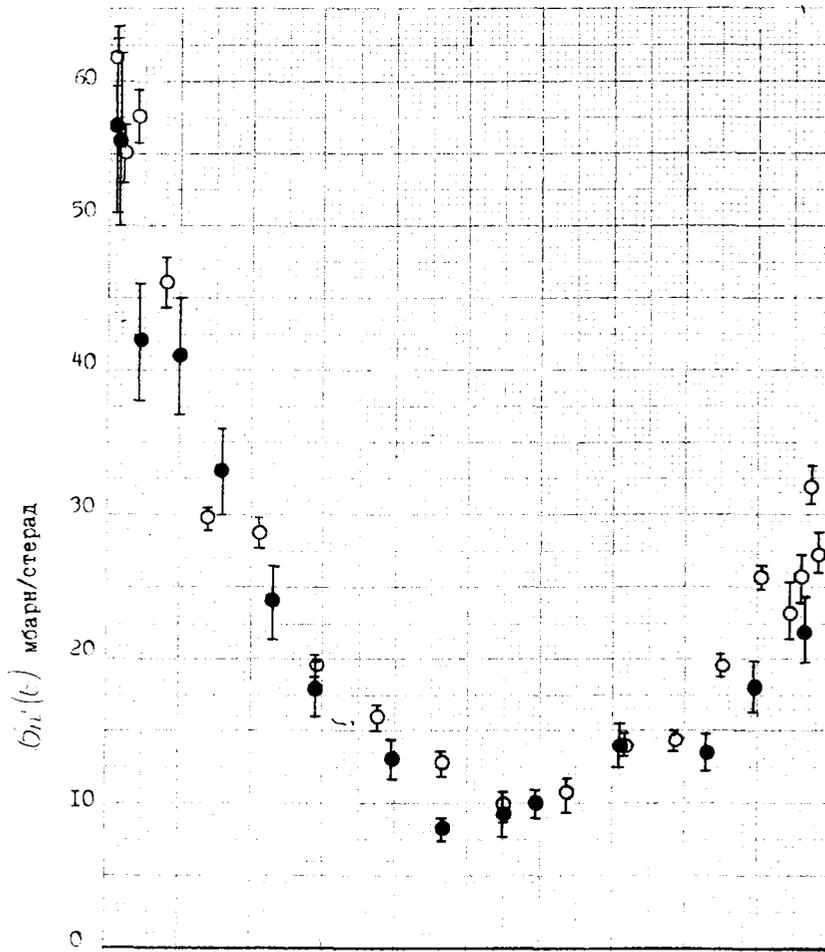
$E_{yr}=2,43$



C^{12}
[10(2)]
E=6
 $E_T = 4,43$

E=7,0
 $E_T = 4,43$

E=7,5
 $E_T = 4,43$



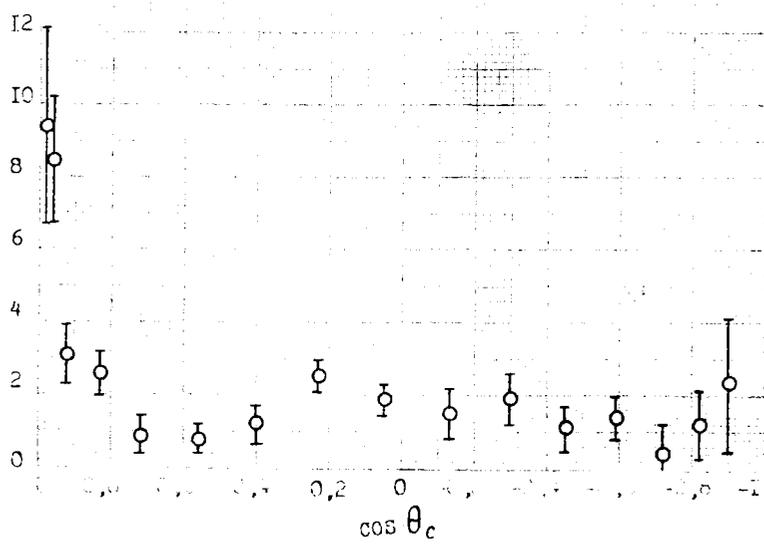
C^{12}

○ - [5]

● - [4]

$E=14$

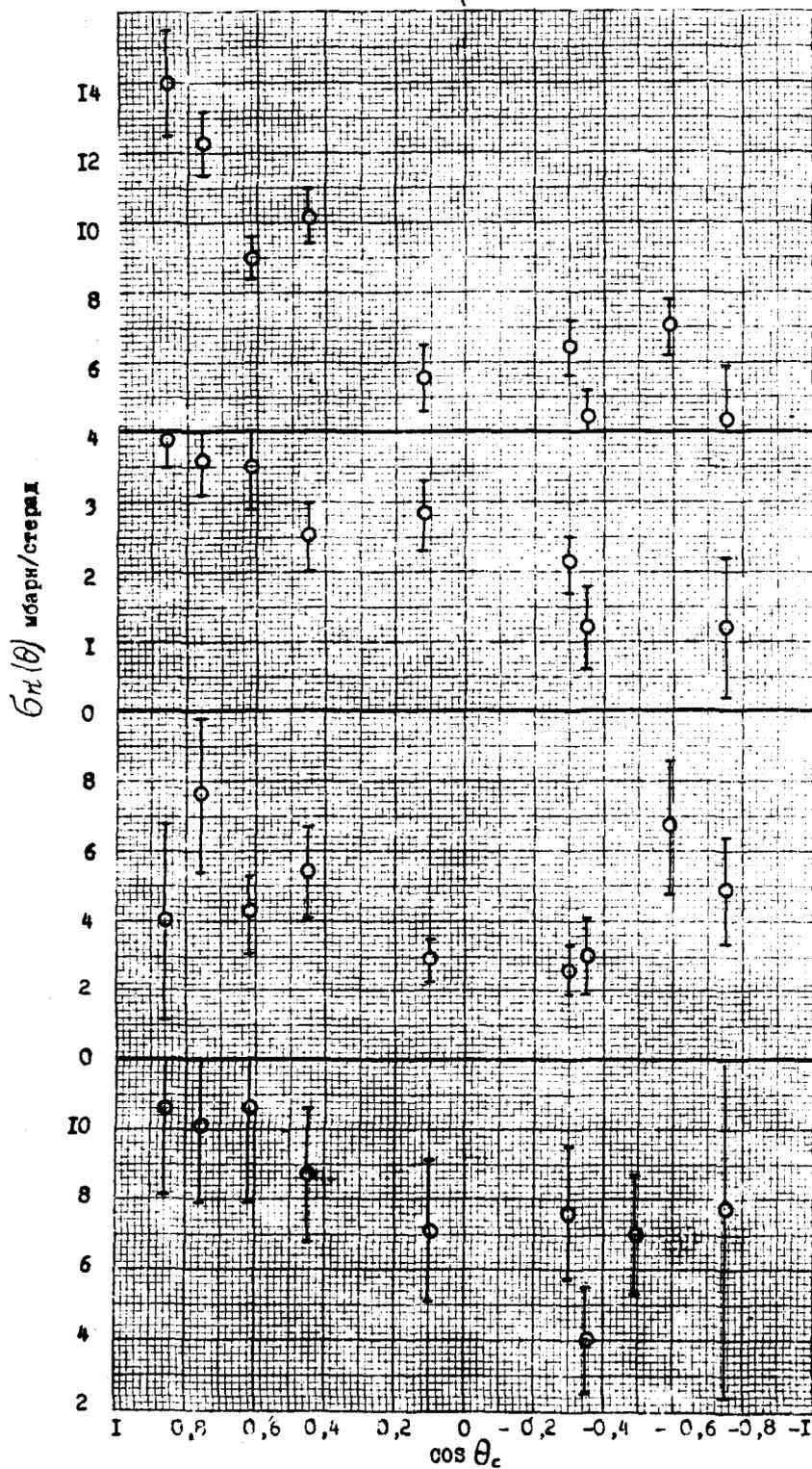
$E_{\text{exp}} = 4,43$



[5]

$E=14$

$E_{\text{exp}} = 7,65$



F

[16]

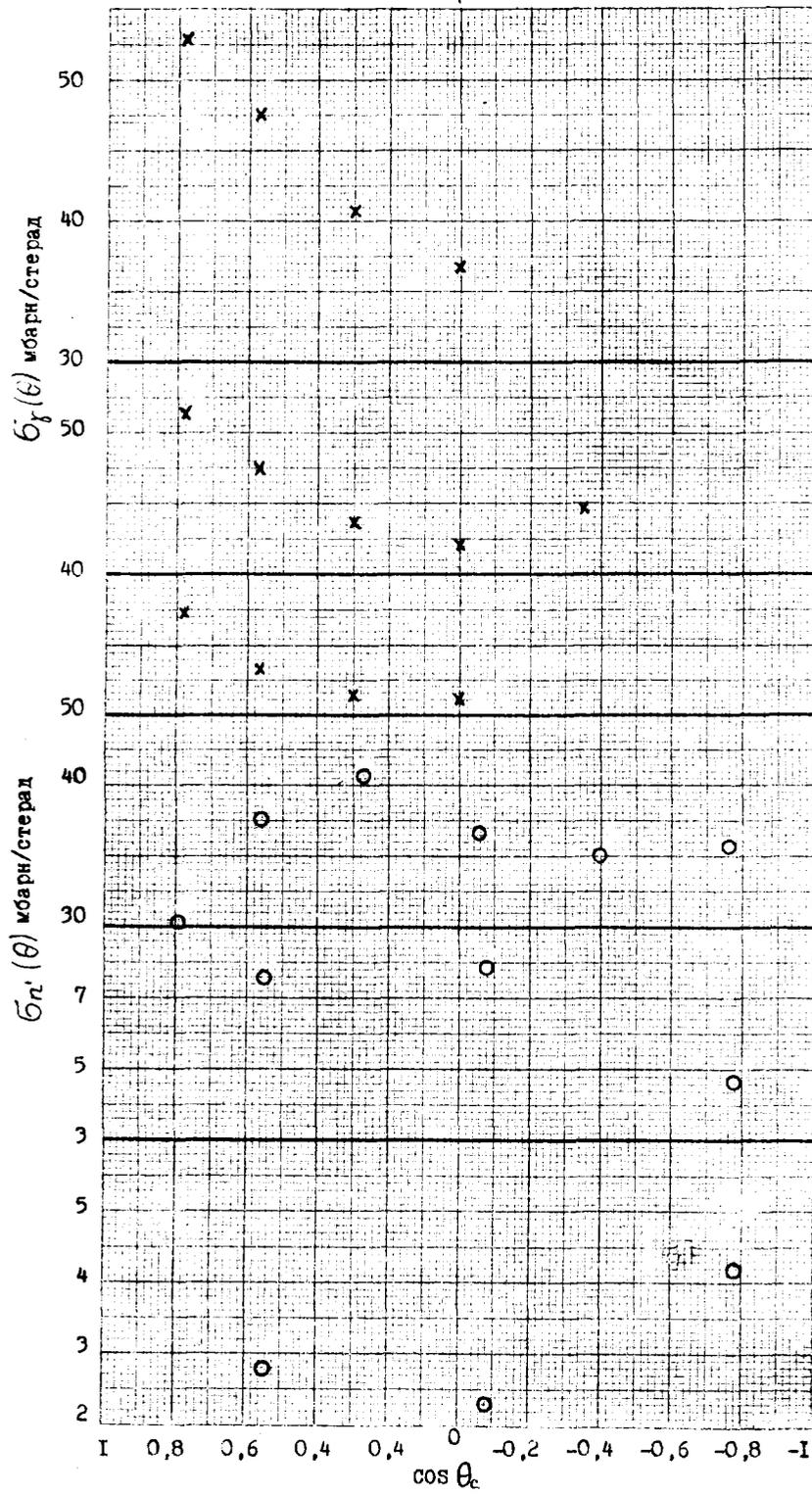
E=14,2

E_{yp}=1,5

E_{yp}=2,8

E_{yp}=4,7

E_{yp}=5,4



\sum_i^{28}

[10(2)]

$E=4$

$E_{gr} = 1,78$

$E=6$

$E=7,5$

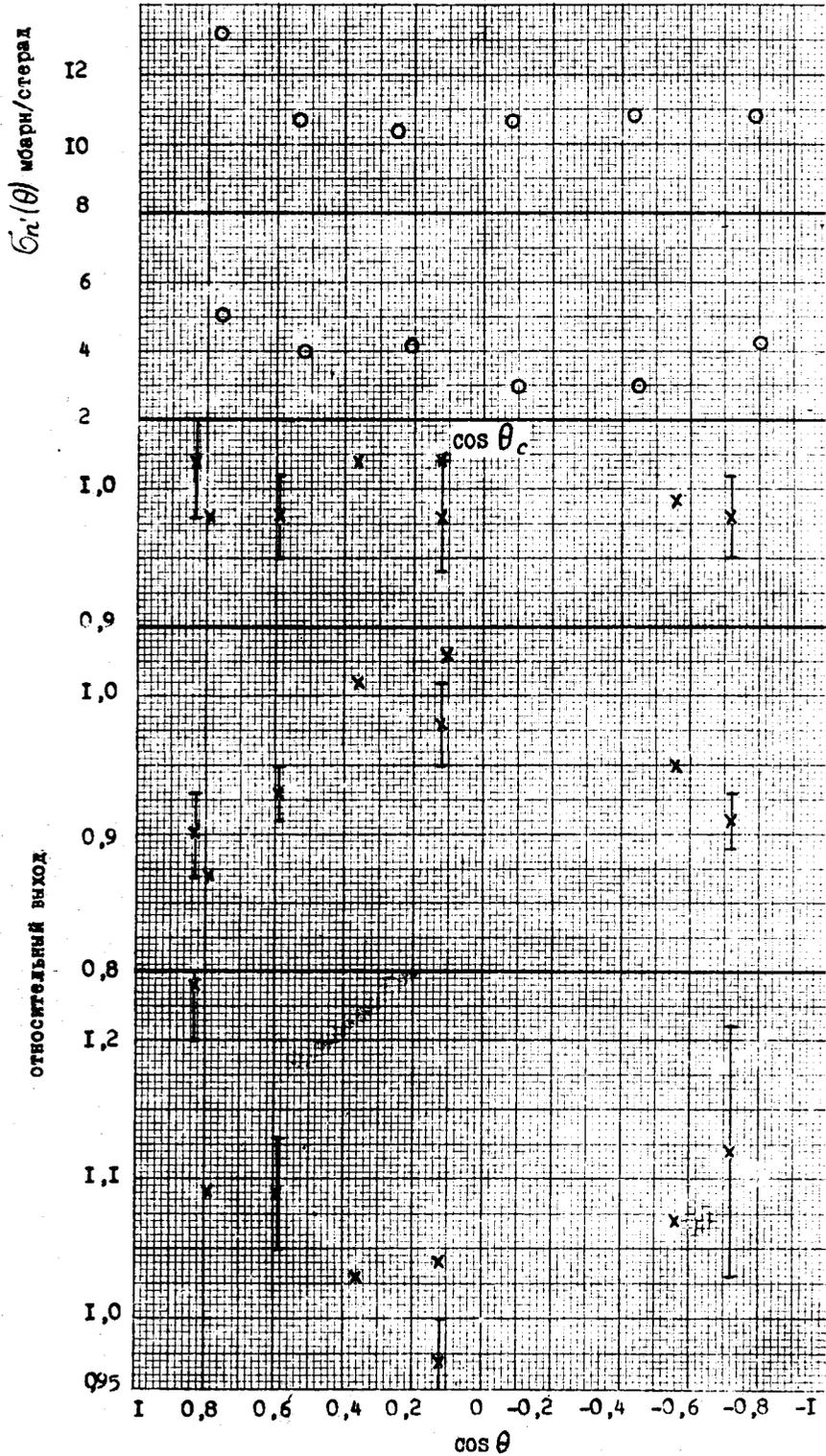
[10(2)]

$E=7,5$

$E_{gr} = 1,77$

$E_{gr} = 4,61$

$E_{gr} = 4,97$



Si^{28}

[10(2)]

$E=7,5$

$E_{gr}=4,61 + 4,97$

$E_{gr}=6,27$

α

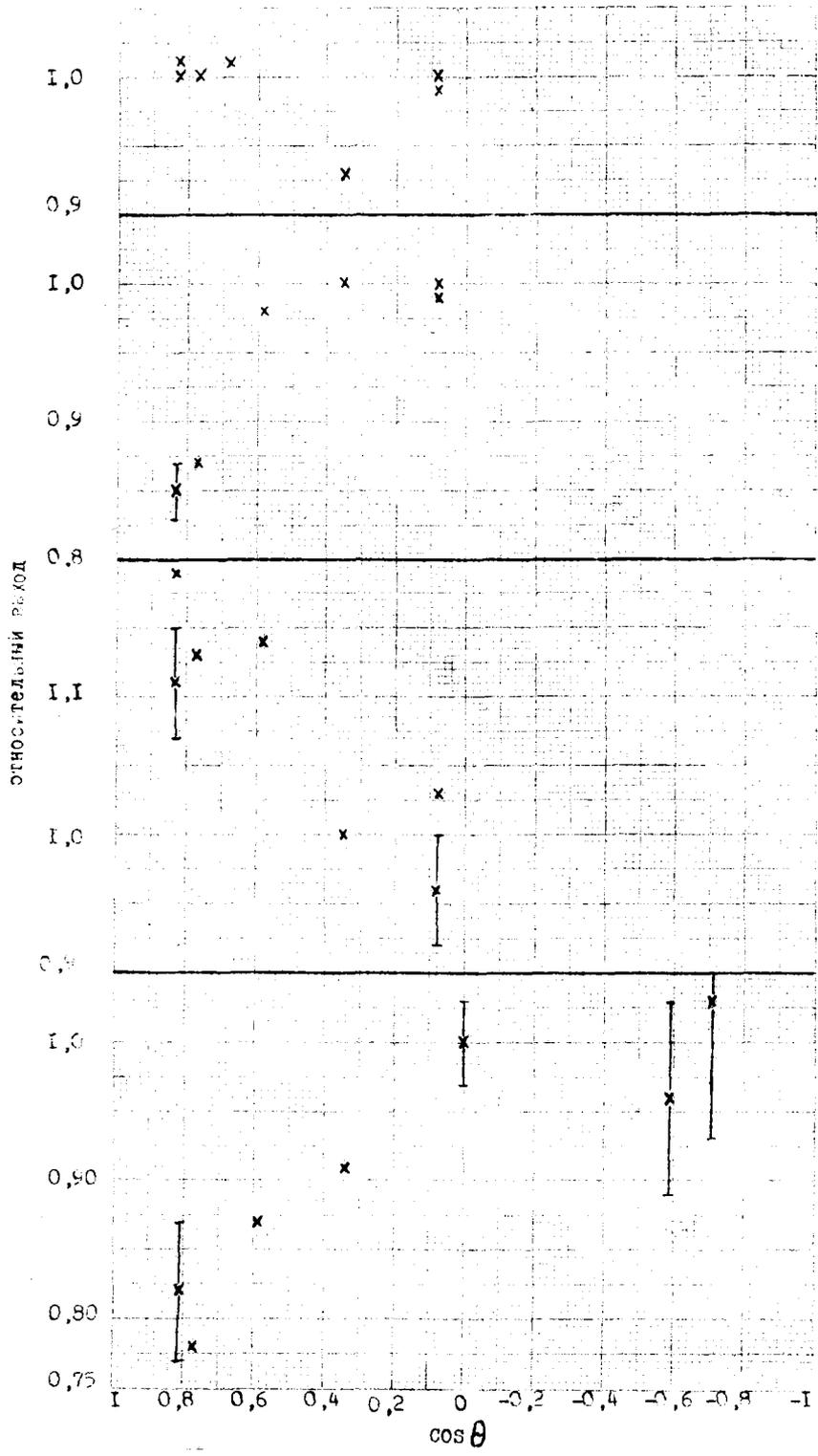
[23]

$E=3,05$

$E_f=1,22$

$E_f=1,75$

$E_f=2,66$

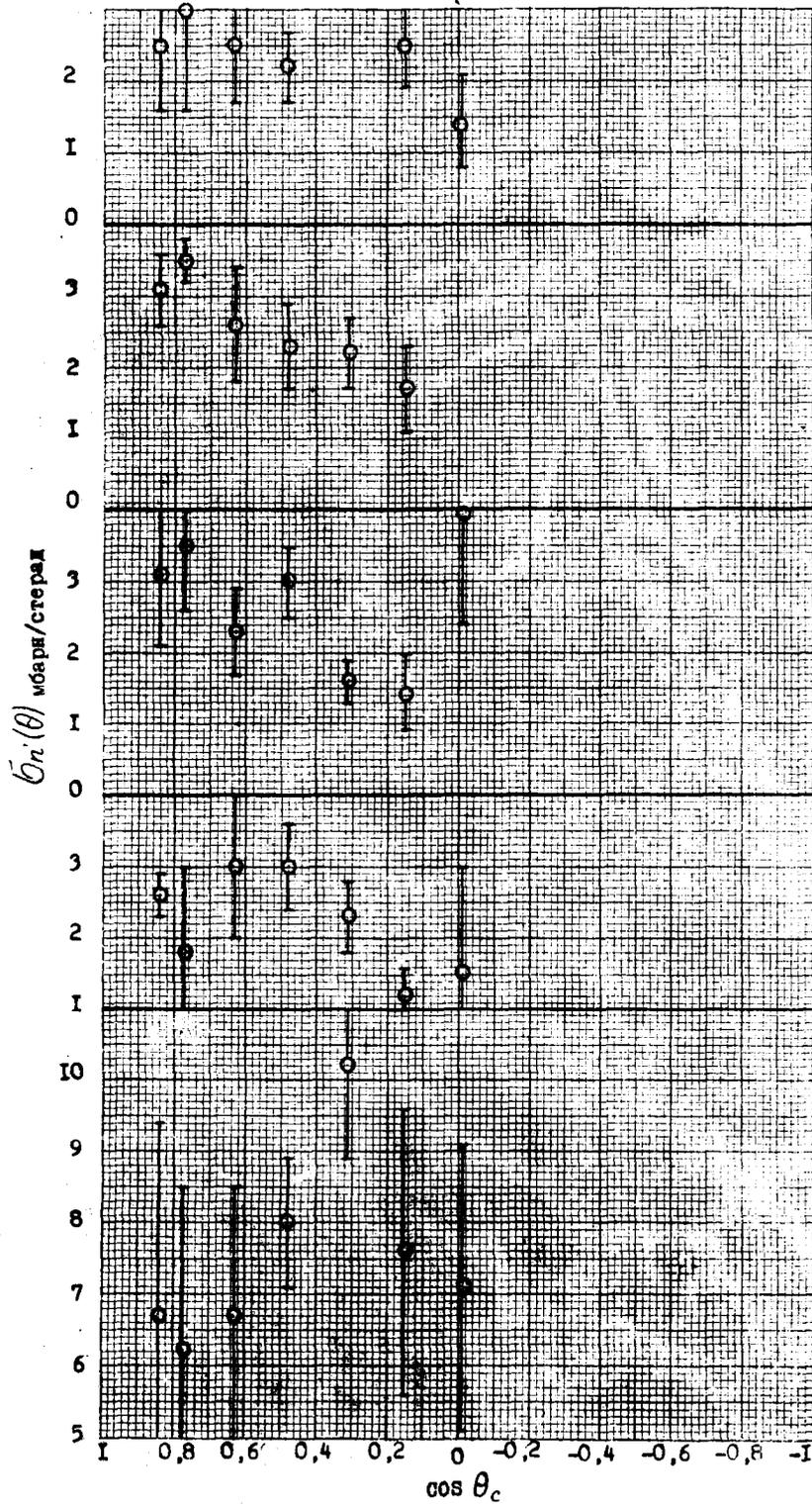


Cl
[23]
E=4,23
E_γ=1,22

E_γ=1,75

E_γ=2,66

Cl³⁷
[23]
E=4,23
E_γ=3,71



α
[15]

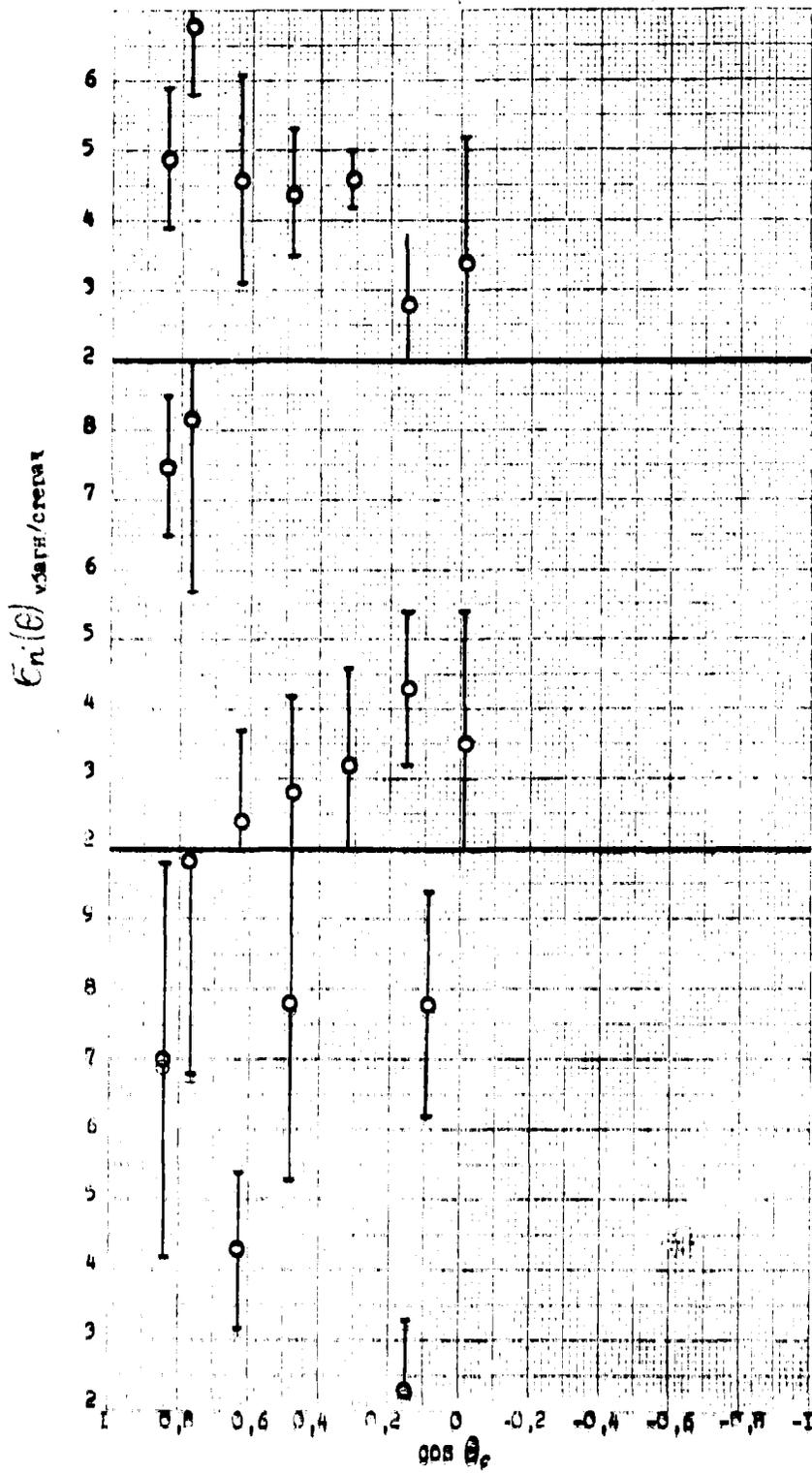
$E=14,2$
 $E_{гр}=1,2$

$E_{гр}=1,8$

$E_{гр}=1,7$

$E_{гр}=3,2$

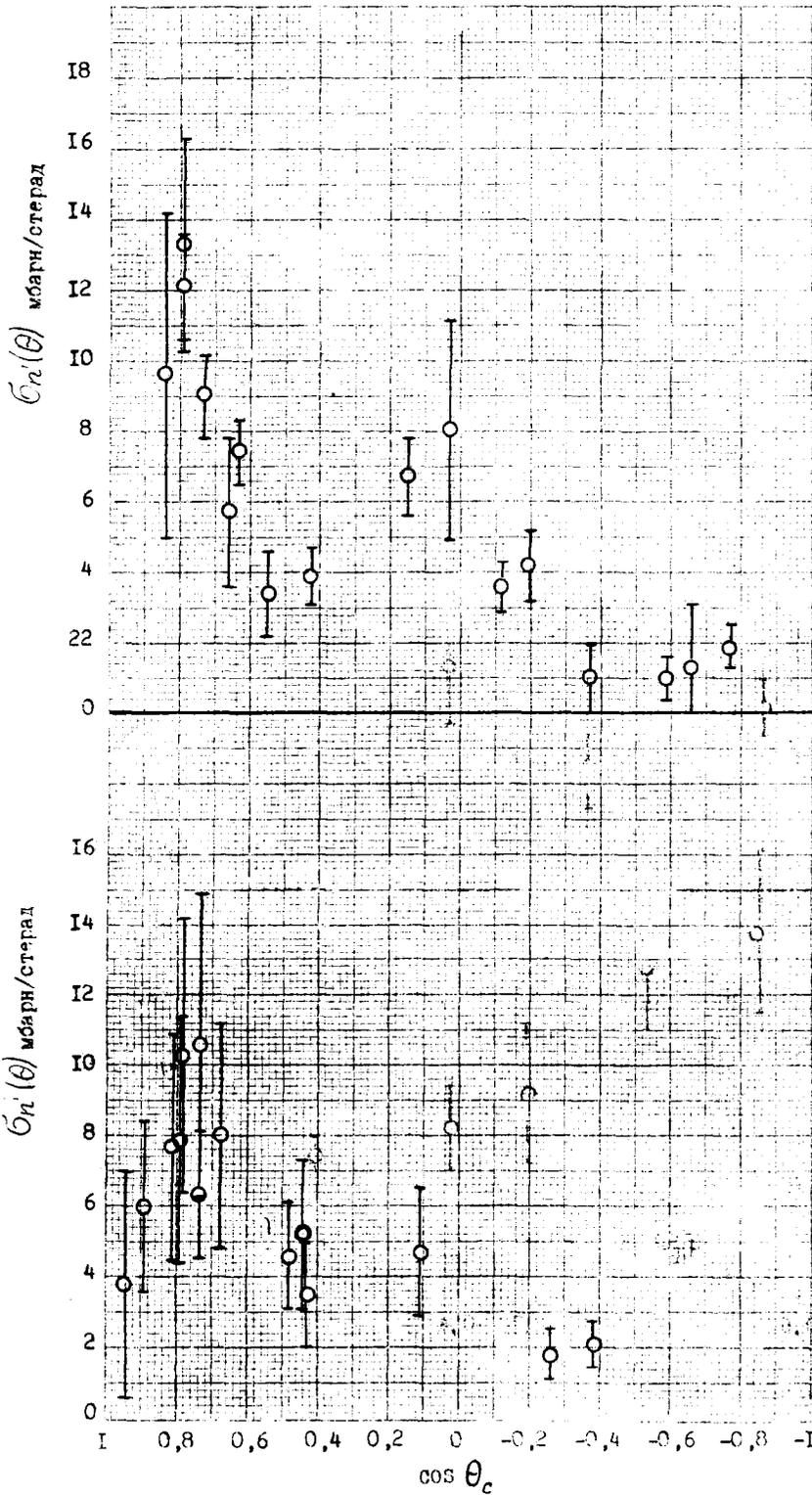
$E_{гр}=4,1$



α
[15]
 $E=14,2$
 $E_p=5,9$

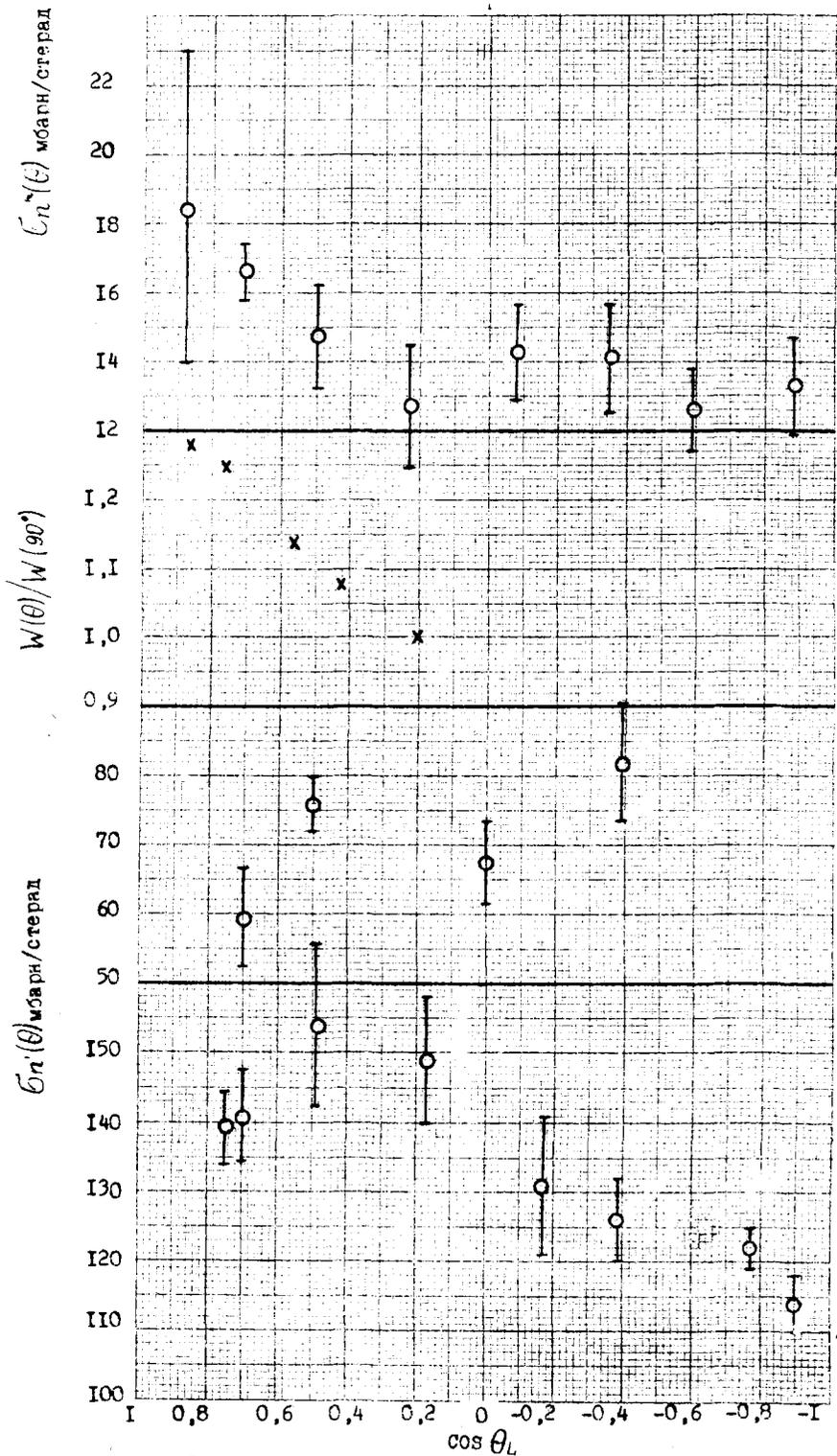
$E_{\text{syn}}=6,5$

$E_{\text{syn}}=6,9$



Ni
[15]
E=14
Eqn 1.4

Zr
[19]
E=14
Eqn 2.5



M_0

[24]

$E=0,775$

$E_{gr}=0,2$

α^{40}

[7]

$E=3,25$

$E_f=1,60$

U^{238}

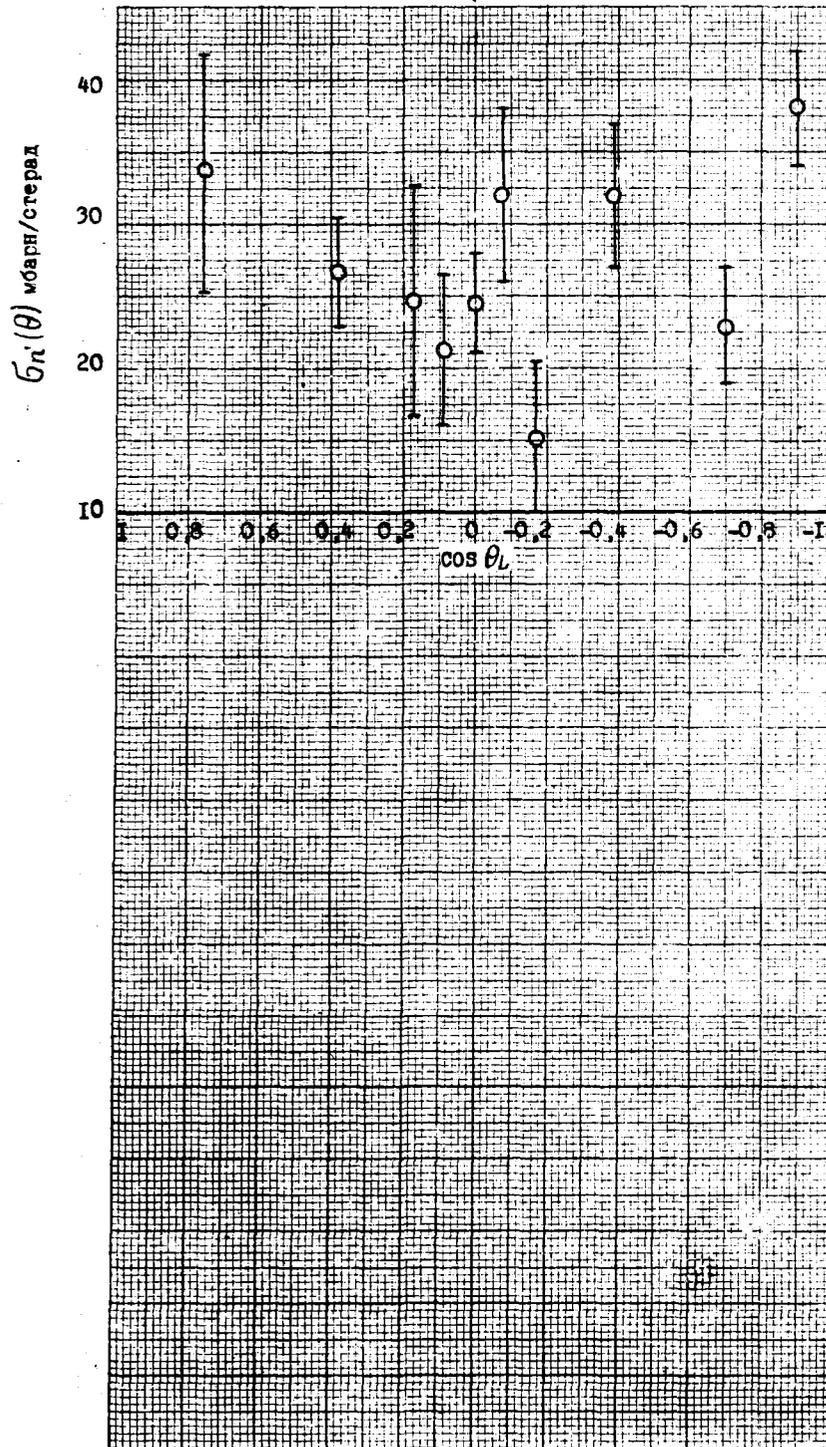
[14]

$E=0,157$

$E_{gr}=0,045$

$E=0,550$

$E_{gr}=0,045$



U^{238}

[I4]

$E=0,550$

$E_{yn}=0,149$

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

В.М.Случевская

Приведены экспериментальные результаты по измерению эффективных сечений реакции ($n, 2n$), опубликованные в журнальных статьях и доступных отчетах, как дополнение к справочнику: "Ядерно-физические константы" (И.В. Гордеев, Д.А. Кардашев, А.В. Малышев. Москва 1963 г.).

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

Эффективные сечения даны в мбарн .

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
D^2	H^1	14,1	200 ± 20	57
Li^6	Li^5	10,2	33 ± 15	27
		14,1	70 ± 6	
		14	50 - 125	105
Li^7	Li^6	10,2	27 ± 15	27
		14,1	56 ± 5	1,27
Be^9	Be^8	Спектр нейтронов деления		
		E > 2,7	460 ± 60	68
		14	450 ± 40	81
		14,1	540 ± 40	57
		14	420 ± 70	103
C^{12}	C^{11}	14,1	6 ± 6	57
N^{14}	N^{13}	14	8,5	4
		14,13 \pm 0,1	5,4 \pm 0,46	5
		14,7 \pm	5 \pm 1	34
		14,7	6,1 \pm 0,15	85
		14,8	8,38 \pm 0,17	69
		12,41 \pm 0,12	3,03 \pm 0,75	63
		14,74 \pm 0,27	8,69 \pm 0,9	
		15,78 \pm 0,32	9,25 \pm 1,0	
		16,96 \pm 0,34	10,49 \pm 1,0	
		17,98 \pm 0,24	11,57 \pm 1,2	
		14	3,4 \pm 30%	99

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n,2n)$	Литература
		Спектр от реакции $Be(d,n)$ при $E_d = 15$ МэВ		
			$0,255 \pm 0,02$	100
		$13,2 \pm 0,2$	$3,3 \pm 0,4$	18
		$14,0 \pm 0,3$	$6,0 \pm 0,3$	
		$14,1 \pm 0,3$	$6,3 \pm 0,4$	
		$15,2 \pm 0,3$	$8,7 \pm 0,7$	
		$15,8 \pm 0,3$	$9,6 \pm 0,7$	
		$16,0 \pm 0,3$	$9,5 \pm 0,8$	
		$17,0 \pm 0,3$	$10,2 \pm 0,8$	
		$17,5 \pm 0,3$	$10,9 \pm 0,8$	
		$17,9 \pm 0,3$	$10,9 \pm 0,9$	
		$18,1 \pm 0,3$	$11,5 \pm 0,8$	
		$18,5 \pm 0,3$	$10,0 \pm 0,8$	
		$18,8 \pm 0,1$	$10,7 \pm 0,8$	
F^{19}	F^{18}	$14,1$	73 ± 4	1,28
		$14,4 \pm 0,3$	$51,9 \pm 3,8$	1,49
		$14,13 \pm 0,1$	$38,9 \pm 2,3$	1,5
		$14,2 \pm 0,2$	$42,6 \pm 14\%$	83
		$14,7$	41 ± 1	85
		$12,35$	$34,0 \pm 8,0$	90
		$12,77$	$36,0 \pm 6,0$	
		$12,99$	$41,3 \pm 6$	
		$13,8$	$49,5 \pm 7$	
		$14,18$	$56,0 \pm 7,0$	
		$15,3$	$67,0 \pm 6,0$	
		$15,67$	$68,5 \pm 7$	
		$16,9$	$86,0 \pm 6,0$	
		$17,33$	$87,7 \pm 6$	
		$18,49$	$97,5 \pm 6$	
		$19,4$	$67,5 \pm 6$	
		$20,19$	$91,5 \pm 5$	
		$20,4$	$83,0 \pm 5,0$	
		$20,85$	$94,8 \pm 5$	
		$20,90$	$90,5 \pm 5$	
		$14,2 \pm 0,2$	$46,5 \pm 5,9$	97(3)
		Спектр от реакции $Be(d,n)$ при $E_d = 15$ МэВ		
			$40,1 \pm 5,3$	97(3)
			$2,27 \pm 0,23$	100
		$12,6 \pm 0,2$	$13,4 \pm 1,2$	18
		$13,2 \pm 0,2$	$25,7 \pm 2,2$	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n,2n)$	Литература
		14,1 ± 0,3	41,2 ± 2,2	
		15,2 ± 0,3	60,2 ± 5,2	
		16,0 ± 0,3	68,7 ± 5,9	
		17,1 ± 0,3	78,8 ± 6,8	
		17,8 ± 0,3	86,5 ± 7,4	
		18,5 ± 0,3	94,5 ± 8,1	
		19,1 ± 0,2	97,7 ± 8,4	
		19,6 ± 0,1	91,9 ± 7,9	
		14	51,3	53
Na^{23}	Na^{22}	12,63 ± 0,11	0,9 ± 1,5 - 0,9	79
		12,81 ± 0,15	1,1 ± 1,1	
		12,98 ± 0,17	3,3 ± 1,7	
		13,24 ± 0,20	3,4 ± 1,2	
		13,46 ± 0,22	8,0 ± 1,2	
		13,79 ± 0,23	14,2 ± 1,4	
		14,05 ± 0,25	28,1 ± 2,1	
		14,42 ± 0,26	44,0 ± 3,1	
		14,71 ± 0,27	65,8 ± 4,6	
		15,09 ± 0,26	84,8 ± 5,9	
		15,37 ± 0,25	87,3 ± 6,1	
		15,72 ± 0,23	108 ± 8	
		15,99 ± 0,21	113 ± 8	
		16,25 ± 0,20	122 ± 9	
		16,42 ± 0,19	133 ± 9	
		16,61 ± 0,20	141 ± 10	
		12,53	-0,8 ± 18	90
		13,54	-8,6 ± 29	
		14,89	38,5 ± 23	
		16,15	35,7 ± 25	
		18,49	58,6 ± 14	
		19,61	63,6 ± 14	
		20,63	67,8 ± 8	
		21,0	78,7 ± 10	
		Спектр нейтронов деления	0,006	88,113
Al^{27}	Al^{26m}	14,6	< 0,17	102
P^{31}	P^{30}	14,7	8,9 ± 1,2	1,29
		14,1	12,4 ± 1,6	1,14
		14,13 ± 0,1	5,1 ± 0,45	1,5
		14,8	8,5 ± 1,2	1,45
		14,8	11,2 ± 0,4	69

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		14,8	$11,7 \pm 0,3$	69
		14,7	$8,4 \pm 0,2$	85
		14,8	11 ± 3	91
		$14,74 \pm 0,27$	$8,7 \pm 2,7$	63
		$16,96 \pm 0,34$	$43,6 \pm 5,2$	
		$17,96 \pm 0,24$	$74,0 \pm 7,4$	
		Спектр от реак- ции $Be(d, n)$ $E_d = 15$	$14,4 \pm 1,5$	100
		19,6	$62 \pm 12\%$	14
		14,1	25 ± 5	109
		14	11,9	1,4
Cl^{35}	Cl^{34m}	14	$5,3 \pm 0,4$	1,51
	Cl^{34g}	14,7	$7 \pm 0,15$	85
		14,8	$7,3 \pm 1$	91
	Cl^{34m}	14,8	$12,2 \pm 2$	92
		14,8	$7,3 \pm 1,5$	92
	Cl^{34g}	$14,89 \pm 0,25$	$5,1 \pm 0,4$	97(2)
		$15,40 \pm 0,26$	$5,6 \pm 0,7$	
		$15,91 \pm 0,27$	$11,3 \pm 1,8$	
	Cl^{34}	14,8	$12 \pm 15\%$	54
K^{39}	K^{38}	14	3,8	1,4
		14,1	$2,7 \pm 0,15$	1,18
		14,7	$3,24 \pm 0,06$	85
		14,5	$3,3 \pm 0,7$	89
		Спектр от реак- ции $Be(d, n)$ $E_d = 15$	$0,113 \pm 0,02$	100
		$14,1 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,2$	18
		$15,0 \pm 0,3$	$6,1 \pm 0,6$	
		$15,8 \pm 0,3$	$9,6 \pm 0,8$	
		$16,7 \pm 0,3$	$15,3 \pm 1,2$	
		$17,5 \pm 0,3$	$17,6 \pm 1,3$	
		$18,1 \pm 0,3$	$21,4 \pm 1,6$	
		$18,8 \pm 0,1$	$23,8 \pm 1,7$	
		14,8	$6 \pm 15\%$	54
		$14,2 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,4$	73(2)
Ca^{48}	Ca^{47}	14,9	1070 ± 360	1,2,72
		14,5	920 ± 184	1,3
		13,7	860 ± 200	76
		14,8	940 ± 220	76

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		Спектр деления	$0,3 \pm 0,03$	76
		14,7	611 ± 34	82
		$14,2 \pm 0,2$	900 ± 135	73(2)
Sc^{45}	Sc^{44}	14,8	328 ± 35	1,60
	Sc^{44g}	$14,13 \pm 0,1$	$130 \pm 7,8$	5
	Sc^{44m}	14,8	100 ± 10	92
	Sc	14,8	150 ± 11	92
		14,8	$149 \pm 15\%$	60
		$11,97 \pm 0,08$	$2,5 \pm 0,1$	48
		$13,40 \pm 0,20$	$74 \pm 2,4$	
		$13,69 \pm 0,10$	$91,9 \pm 3,0$	
		$14,01 \pm 0,10$	$107,4 \pm 3,5$	
		$14,09 \pm 0,10$	$116,2 \pm 3,7$	
		$14,31 \pm 0,13$	$127,3 \pm 4,1$	
		$14,50 \pm 0,20$	$134,3 \pm 4,3$	
		$14,68 \pm 0,26$	$144,7 \pm 4,7$	
		$16,50 \pm 0,30$	$170,3 \pm 9,2$	
		$17,95 \pm 0,32$	$189,6 \pm 10,2$	
		$19,76 \pm 0,43$	$185,7 \pm 10,0$	
	Sc^{44}	14	129 ± 9	30
		14,8	$148 \pm 15\%$	54
		14,7	204 ± 25	12, 114, 115
	Sc^{44m}	$14,4 \pm 0,3$	$198 \pm 7,4\%$	49
	Sc^{44g}	$14,4 \pm 0,3$	$149 \pm 7,5$	49
	Sc	$11,97 \pm 0,08$	$6,5 \pm 0,3$	48
		$13,40 \pm 0,20$	$87,0 \pm 3,3$	
		$13,69 \pm 0,10$	$111,9 \pm 4,2$	
		$14,01 \pm 0,10$	$138,5 \pm 5,2$	
		$14,09 \pm 0,10$	$150,0 \pm 5,7$	
		$14,31 \pm 0,13$	$169,0 \pm 6,4$	
		$14,50 \pm 0,20$	$181,4 \pm 6,9$	
		$14,68 \pm 0,26$	$204,3 \pm 7,7$	
		$16,50 \pm 0,30$	$283,7 \pm 13,6$	
		$17,95 \pm 0,32$	$318,3 \pm 15,2$	
		$19,76 \pm 0,43$	$322,2 \pm 15,4$	
	Sc^{44}	$11,97 \pm 0,08$	$9,0 \pm 0,3$	
		$13,40 \pm 0,20$	$161,0 \pm 4,1$	
		$13,69 \pm 0,10$	$203,8 \pm 5,2$	
		$14,01 \pm 0,10$	$245,9 \pm 6,3$	
		$14,09 \pm 0,10$	$266,2 \pm 6,8$	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
	Li^{46}	14,31±0,13	296,3±7,6	
		14,50±0,20	315,7±8,1	
		14,68±0,26	349,0±9,0	
		16,50±0,30	454,0±16,4	
		17,95±0,32	507,9±18,3	
		19,76±0,43	507,9±18,3	
Li^{66}	Li^{66}	14	27,9	1,4
		14,13±0,1	13,3 ±1,1	1,50
		13,33±0,23	<1,0	48
		13,69±0,10	2,2 ± 1	
		13,88±0,10	7,0 ± 1	
		14,09±0,10	13,0 ± 3	
		14,50±0,20	28,0 ± 3	
		14,93±0,36	44,5 ± 3	
		16,50±0,30	145,0± 7	
		17,95±0,32	185,0± 9	
		19,76±0,43	233,9±12	
		Спектр от реакции $Be(d,n)$		
		$E_d = 15$	>7,7 ±0,8	100
		14,4 ±0,3	31,8 ±7,6	49
		Спектр нейтронов - нов деления	0,0063	88,113
V^{11}	V^{50}	14	675	112
V^{53}	V^{53}	14,1	660 ± 50	111
Ce^{141}	Ce^{141}	14	25,4	1,4
		Спектр от реакции $Be(d,n)$		
		$E_d = 15$	1,07 ±0,15	100
		14,4 ± 0,3	26,4 ±8,3%	49
		14,8	32 ±10 %	60
Ce^{142}	Ce^{142}	14,9	280 ± 50	1,6
		12,94±0,20	64 ± 5	97(2)
		13,51±0,25 -0,20	147 ± 12	
		14,10±0,28 -0,26	276 ± 19	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		$14,88^{+0,30}_{-0,31}$	412 ± 29	
		$15,62^{+0,31}_{-0,35}$	476 ± 33	
		$16,31^{+0,30}_{-0,38}$	506 ± 35	
		$17,23^{+0,26}_{-0,42}$	491 ± 34	
		$18,02^{+0,24}_{-0,37}$	515 ± 36	
		$18,89^{+0,15}_{-0,22}$	493 ± 35	
		$19,56 \pm 0,14$	462 ± 32	
		14,8	$27 \pm 25\%$	54
Mn^{55}	Mn^{54}	14,1	600 ± 120	I,6
		14,5	825 ± 185	I,31
		14	1310 ± 328	I,41
		Спектр нейтронов деления	$0,19 ; 0,13$	II3,88
		$12,63 \pm 0,11$	593 ± 36	87
		$12,81 \pm 0,15$	660 ± 40	
		$12,98 \pm 0,17$	712 ± 43	
		$13,24 \pm 0,20$	793 ± 48	
		$13,46 \pm 0,22$	776 ± 47	
		$13,79 \pm 0,23$	828 ± 50	
		$14,05 \pm 0,25$	937 ± 56	
		$14,42 \pm 0,26$	946 ± 57	
		$14,71 \pm 0,27$	945 ± 57	
		$15,09 \pm 0,26$	996 ± 60	
		$15,37 \pm 0,25$	1005 ± 60	
		$15,72 \pm 0,23$	1051 ± 63	
		$15,99 \pm 0,21$	1056 ± 63	
		$16,25 \pm 0,20$	1030 ± 62	
		$16,42 \pm 0,19$	1060 ± 64	
		$16,61 \pm 0,20$	1039 ± 62	
		$17,27 \pm 0,46$	1041 ± 62	
		$17,75 \pm 0,43$	1098 ± 66	
		$18,33 \pm 0,38$	1125 ± 68	
		$18,71 \pm 0,33$	1092 ± 66	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n,2n)$	Литература
		19,13 \pm 0,20	1153 \pm 69	
		19,36 \pm 0,18	1122 \pm 67	
		19,59 \pm 0,19	1149 \pm 69	
Fe^{54}	Fe^{53}	14	16,7	1,4
		15	14,4 \pm 0,3	1,49
		14,1	11 \pm 2	1,7
		14,05	2,83 \pm 0,5	93
		16,75	50,4 \pm 5,0	93
		Спектр от реакции $Fe(d,n)$		
		$E_d = 15$	<2,0	100
		14,1	10 \pm 5,6	109
		Спектр нейтронов деления		
			0,0032	88,113
Fe^{56}	Fe^{55}	14,9	440 \pm 88	1,2
		14,1	500 \pm 40	III
Fe	Fe	14,1	500 \pm 40	57
Co^{59}	Co^{58m}	14,8	4 \pm 2	52
	Co^{58g}	14,8	145 \pm 5	52
	Co^{58}	14,8	149 \pm 5	1,52
		14,5	855 \pm 165	1,31
		14,1	640 \pm 64	1,32
		14,1	630 \pm 126	1,6
		14,1	640 \pm 70	1,42
		14	587 \pm 117	1,41
		13,39 \pm 0,06	810 \pm 25	84
		13,64 \pm 0,08	914 \pm 27	
		13,94 \pm 0,08	920 \pm 28	
		14,27 \pm 0,08	1010 \pm 27	
		14,44 \pm 0,08	996 \pm 18	
		14,73 \pm 0,09	1030 \pm 17	
		14,96 \pm 0,10	1105 \pm 30	
		12,63 \pm 0,11	414 \pm 25	87
		12,81 \pm 0,15	470 \pm 28	
		12,98 \pm 0,17	498 \pm 30	
		13,24 \pm 0,20	531 \pm 32	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		13,46±0,22	563 ± 34	
		13,79±0,23	613 ± 37	
		14,05±0,25	650 ± 39	
		14,42±0,26	677 ± 41	
		14,71±0,27	686 ± 41	
		15,09±0,26	704 ± 42	
		15,37±0,25	727 ± 44	
		15,72±0,23	749 ± 45	
		15,99±0,21	755 ± 45	
		16,25±0,20	771 ± 46	
		16,42±0,19	778 ± 47	
		16,61±0,20	771 ± 46	
		17,27±0,46	790 ± 47	
		17,75±0,43	788 ± 47	
		18,33±0,38	787 ± 47	
		18,71±0,33	781 ± 47	
		19,13±0,20	783 ± 47	
		19,36±0,18	792 ± 48	
		19,59±0,19	763 ± 46	
		13,55±0,2	232 ± 30	10
		14,90±0,2	508 ± 70	
		16,50±0,2	640 ± 68	
		18,15±0,2	725 ± 85	
		19,60±0,2	734 ± 85	
		20,60±0,2	753 ± 90	
		21,00±0,2	620 ± 75	
		13,86±0,10	727 ± 8%	13
		14,11±0,10	776 ± 8%	
		14,37±0,15	767 ± 8%	
		14,59±0,20	823 ± 8%	
		14,77±0,25	827 ± 8%	
Ni^{58}	Ni^{57}	13,86±0,10	18,7 ± 8%	9
		14,11±0,10	22,9 ± 8%	
		14,24±0,10	27,2 ± 8%	
		14,37±0,15	29,3 ± 8%	
		14,49±0,20	31,7 ± 8%	
		14,59±0,20	33,5 ± 8%	
		14,69±0,25	35,9 ± 8%	
		14,77±0,25	36,2 ± 8%	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		14,88±0,30	39,5 ± 8%	
		12,98±0,17	3,2 ± 0,3	86
		13,10±0,18	4,6 ± 0,4	
		13,38±0,21	10,1 ± 0,7	
		13,54±0,22	11,9 ± 0,8	
		13,88±0,24	19,6 ± 1,4	
		14,05±0,25	22,0 ± 1,5	
		14,42±0,26	29,4 ± 2,1	
		14,61±0,26	33,4 ± 2,3	
		14,99±0,27	38,0 ± 2,7	
		15,18±0,26	39,5 ± 2,8	
		15,55±0,24	43,0 ± 3,0	
		15,71±0,23	44,5 ± 3,1	
		16,03±0,21	46,1 ± 3,2	
		16,24±0,20	47,1 ± 3,1	
		16,59±0,19	50,4 ± 3,5	
		16,93±0,47	49,9 ± 3,5	
		17,27±0,46	51,2 ± 3,6	
		17,59±0,44	55,1 ± 3,9	
		17,90±0,42	55,0 ± 3,9	
		18,19±0,39	56,4 ± 4,0	
		18,47±0,36	58,5 ± 4,1	
		18,71±0,33	60,4 ± 4,2	
		18,94±0,29	60,5 ± 4,2	
		19,29±0,20	63,8 ± 4,5	
		19,58±0,19	66,5 ± 4,7	
		12,55±0,2	38 ± 4	10
		13,55±0,2	45 ± 4	
		14,90±0,2	39 ± 4	
		16,50±0,2	34 ± 4	
		18,15±0,2	24 ± 3	
		19,60±0,2	19 ± 3	
		20,60±0,2	8 ± 2	
		21,00±0,2	1 ± 1	
		14,5	40,6 ± 12	I,50
		14	33,4 ± 2,7	I,51
		14,1	38 ± 8	8
		14,5	40 ± 5	I,11
		14,7	31 ± 4	I,12
		14,8	52 ± 5	I,52

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n,2n)$	Литература
		13,52±0,15	13,9 ± 0,7	48
		13,88±0,10	21,4 ± 1,1	
		14,09±0,10	23,5 ± 1,2	
		14,31±0,13	31,1 ± 1,6	
		14,50±0,20	34,3 ± 1,7	
		14,81±0,31	39,3 ± 2,0	
		16,50±0,30	53,3 ± 4,3	
		17,95±0,32	67,6 ± 3,4	
		19,76±0,43	77,4 ± 3,9	
		Спектр от реакции $Be(d,n)$ $E_d = 15$	2,9 ± 0,7	100
		14,4	34,2 ± 2,6	1,49
		Спектр ней - тронов деления	0,006; 0,0032	88,113
		14,8	27 ± 15%	114,115
Cu^{63}	Cu^{62}	14,1	478 ± 11%	114,116
		14,5	482 ± 72	1,50
		14,1	510 ± 36	1,61
		14,1	556 ± 28	1,55
		14,25	650 ± 80	1,56
		14,6	530 ± 26	1,34
		14,1	490 ± 45	1,7
		14,74	507 ± 45	1,63
		14	330 ± 66	1,64
		14,1	509 ± 56	1,33
		14,1±0,2	458 ± 10	1,35
		14,7±0,7	610	24
		14,13±0,1	409 ± 25	1,5
		14,77±0,25	550 ± 28	9
		14,8	548 ± 10	69
		14,8	568 ± 16	69
		14,1	478 ± 48	77
		14,1	470 ± 40	95
		14,7	511 ± 15	85
		12,41±0,12	186 ± 19	63
		12,81±0,15	233 ± 21	
		13,77±0,20	378 ± 34	
		14,74±0,27	507 ± 45	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		15,78±0,32	649 ± 58	
		16,96±0,34	758 ± 68	
		17,98±0,24	836 ± 75	
		12,05±0,12	62,7	98
		12,61±0,31	170	
		13,00±0,42	248	
		13,47±0,42	310 317	
		14,05±0,62	422	
		15,24±0,66	525	
		15,88±0,67	531 600	
		16,56±0,67	631	
		17,24±0,63	602	
		17,86±0,53	639	
		18,41±0,45	658	
		18,88±0,36	683	
		19,23±0,30	645	
		19,48±0,18	658 689	
		19,57±0,13	653	
		18,5	1000	33
		Спектр от реакции $Be(\alpha, n)$ $E_{\alpha} = 15$	19,6±2,0	100
		13,86±0,10	424±5%	9
		14,11±0,10	455±5%	
		14,37±0,15	488±5%	
		14,59±0,20	519±5%	
		14,77±0,25	550±20	
		12,60±0,11	227±14	78
		12,76±0,14	264±17	
		12,98±0,17	315±21	
		13,10±0,18	340±22	
		13,54±0,22	450±30	
		13,70±0,23	479±32	
		14,05±0,25	554±38	
		14,24±0,26	575±39	
		14,42±0,26	598±41	
		14,80±0,27	619±42	
		14,99±0,27	660±44	
		15,18±0,26	715±48	
		15,55±0,24	738±49	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		15,71±0,23	762±50	
		16,03±0,21	808±53	
		16,31±0,19	811±51	
		16,52±0,19	819±51	
		16,75±0,20	834±49	
		16,93±0,47	850±57	
		17,27±0,46	849±56	
		17,59±0,44	853±56	
		17,90±0,42	868±56	
		18,19±0,39	881±57	
		18,47±0,36	916±59	
		18,71±0,33	931±59	
		18,94±0,29	939±59	
		19,29±0,20	941±58	
		19,58±0,19	966±57	
		14	350	I07
		14,1	443-556	III
Cu^{65}	Cu^{64}	14,5	1085±16%	I,50
		14,1	970 ±80%	I,6I
		14	935	I,53
		14,1	940 ±85	I,7
		14,8	954 ±130	I,95
		12,06±0,11	504 ±25	48
		13,33±0,23	778 ±31	
		13,40±0,20	771 ±31	
		13,52±0,15	814 ±33	
		13,69±0,10	830 ±33	
		13,88±0,10	879 ±35	
		14,01±0,10	879 ±35	
		14,09±0,10	906 ±36	
		14,31±0,13	892 ±36	
		14,50±0,20	937 ±37	
		14,68±0,26	953 ±38	
		14,81±0,31	968 ±39	
		14,93±0,36	975 ± 39	
		16,50±0,30	997 ±50	
		17,95±0,32	930 ±47	
		19,76±0,43	986 ±49	
		12,60±0,11	653 ±46	85

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		12,76 \pm 0,14	672 +47	
		12,98 \pm 0,17	747 +52	
		13,10 \pm 0,18	758 \pm 53	
		13,38 \pm 0,21	827 \pm 58	
		13,54 \pm 0,22	855 \pm 60	
		13,88 \pm 0,24	909 \pm 64	
		14,05 \pm 0,25	893 \pm 63	
		14,42 \pm 0,26	964 \pm 68	
		14,61 \pm 0,26	988 \pm 69	
		14,99 \pm 0,27	986 \pm 69	
		15,18 \pm 0,26	1007 \pm 70	
		15,55 \pm 0,24	1026 \pm 72	
		15,71 \pm 0,23	1065 \pm 75	
		16,03 \pm 0,21	1047 \pm 73	
		16,24 \pm 0,20	1046 \pm 73	
		16,59 \pm 0,19	1079 \pm 76	
		16,93 \pm 0,47	1063 \pm 75	
		17,27 \pm 0,46	1045 \pm 73	
		17,59 \pm 0,44	1054 \pm 74	
		17,90 \pm 0,42	1060 \pm 74	
		18,19 \pm 0,39	1084 \pm 76	
		18,47 \pm 0,36	1105 \pm 77	
		18,71 \pm 0,33	1133 \pm 79	
		18,94 \pm 0,29	1156 \pm 81	
		19,29 \pm 0,20	1115 \pm 78	
		19,58 \pm 0,19	1163 \pm 82	
		E $\begin{matrix} +0,11 \\ -0,05 \end{matrix}$		
		10,13	7 \pm 4	
		10,40	18 \pm 2	
		10,50	36 \pm 5	
		10,62	77 \pm 5	
		10,81	85 \pm 5	
		11,00	168 \pm 7	
		11,22	206 \pm 14	
		11,50	305 \pm 18	
		11,61	377 \pm 20	
		12,00	456 \pm 24	
		12,10	490 \pm 25	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		$E \begin{matrix} +0,12 \\ -0,06 \end{matrix}$		
		12,60	651 ± 30	
		13,08	775 ± 50	
		13,58	863 ± 60	
		13,58 $\pm 0,06$	874 ± 26	
		13,89 $\pm 0,08$	909 ± 27	
		14,25 $\pm 0,08$	943 ± 28	
		14,50 $\pm 0,06$	973 ± 30	
		14,68 $\pm 0,06$	981 ± 30	
		14,74 $\pm 0,06$	1002 ± 30	
		16,3 $\pm 0,6$	1015 ± 60	
		16,5 $\pm 0,6$	1089 ± 60	
		16,6 $\pm 0,6$	1022 ± 60	
		17,9 $\pm 0,6$	1074 ± 65	
		18,3 $\pm 0,5$	1087 ± 65	
		18,5 $\pm 0,5$	1129 ± 66	
		19,8 $\pm 0,3$	1030 ± 60	
		20,2 \pm	1022 ± 60	
		14,4	959 ± 79	I,49
		14,6	952 ± 86	I,14,114,116
		15	869 ± 104	106
		14,5	1030 ± 95	I,31
		14,77	995 ± 70	I,9
		14,7	1000 ± 25	I,47,46
		15,5	1000	I4
Zn^{64}	Zn^{63}	14,8	254 $\pm 20\%$	52
		14,	159	I,53
		14,13 $\pm 0,1$	105 ± 7	I,5
		14,7	153 ± 36	I,12
		14,1	102 ± 13	I,14
		18,5	301 $\pm 11,7\%$	I4
		13,47 $\pm 0,42$	74,4	98
		14,4 $\pm 0,3$	167 $\pm 7,4\%$	49
		15,88 $\pm 0,67$	262	98
		17,24 $\pm 0,63$	325	
		18,41 $\pm 0,45$	388	
		19,48 $\pm 0,18$	379	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
Спектр от реакции $Be(d,n)$				
$E_d = 15$				
		1,6 ± 0,4		100
		13,86 ± 0,10	96 ± 8%	13
		14,11 ± 0,10	107 ± 8%	
		14,37 ± 0,15	136 ± 8%	
		14,59 ± 0,20	165 ± 8%	
		14,77 ± 0,25	182 ± 8%	
		12,60 ± 0,11	10,8 ± 0,8	86
		12,76 ± 0,14	19,9 ± 1,4	
		12,98 ± 0,17	33,8 ± 2,4	
		13,10 ± 0,18	40,9 ± 2,9	
		13,38 ± 0,21	66,3 ± 4,6	
		13,54 ± 0,22	79,8 ± 5,6	
		13,88 ± 0,24	114 ± 8	
		14,05 ± 0,25	137 ± 10	
		14,42 ± 0,26	172 ± 12	
		14,61 ± 0,26	196 ± 14	
		14,99 ± 0,27	227 ± 16	
		15,18 ± 0,26	239 ± 17	
		15,55 ± 0,24	279 ± 20	
		15,71 ± 0,23	288 ± 20	
		16,03 ± 0,21	312 ± 22	
		16,24 ± 0,20	326 ± 23	
		16,59 ± 0,19	350 ± 25	
		16,93 ± 0,47	369 ± 26	
		17,27 ± 0,46	376 ± 26	
		17,59 ± 0,44	393 ± 28	
		17,90 ± 0,42	404 ± 28	
		18,19 ± 0,39	423 ± 30	
		18,47 ± 0,36	440 ± 31	
		18,71 ± 0,33	450 ± 32	
		18,94 ± 0,29	464 ± 32	
		19,29 ± 0,20	462 ± 32	
		19,58 ± 0,19	494 ± 35	
Zn^{64}	Zn^{64}	14,9	530 ± 130	1,2
		14,8	530 ± 21%	114,6
		14	530 ± 100	6(a)

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
Ga^{69}	Ga^{68}	14,13 \pm 0,1	735 \pm 44	1,5
		Спектр от реакции $Be(d,n)$ $E_d = 15$	25,8 \pm 4,0	100
		12,6 \pm 0,2	660 \pm 64	18
		13,2 \pm 0,2	688 \pm 66	
		14,1 \pm 0,3	925 \pm 75	
		14,6 \pm 0,2	994 \pm 81	
		14,8 \pm 0,2	1057 \pm 86	
		15,2 \pm 0,3	1004 \pm 96	
		16,0 \pm 0,3	1143 \pm 110	
		16,5 \pm 0,3	1204 \pm 115	
		17,4 \pm 0,3	1169 \pm 112	
		17,8 \pm 0,3	1286 \pm 123	
		18,2 \pm 0,2	1158 \pm 111	
		18,7 \pm 0,2	1180 \pm 113	
		14	1089	53
		Ga^{71}	Ga^{70}	14
Ge^{70}	Ge^{69}	14,5	666 \pm 230	1,50
		14	604 \pm 48	1,51
		14,4 \pm 0,3	598 \pm 45	1,49
		14,8	1600 \pm 240	1,54
		13,40 \pm 0,20	379 \pm 11	48
		13,69 \pm 0,10	461 \pm 14	
		13,88 \pm 0,10	509 \pm 15	
		14,01 \pm 0,10	508 \pm 15	
		14,31 \pm 0,13	607 \pm 18	
		14,50 \pm 0,20	621 \pm 19	
		14,68 \pm 0,26	664 \pm 20	
		14,81 \pm 0,31	716 \pm 21	
		14,93 \pm 0,36	681 \pm 20	
		16,50 \pm 0,30	843 \pm 42	
		17,95 \pm 0,32	895 \pm 45	
		19,76 \pm 0,43	941 \pm 47	
14,4 \pm 0,3	447 \pm 45	119		

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\epsilon(n, 2n)$	Литература		
Ge^{16}	Ge^{15}	13,39 \pm 0,06	974 \pm 39	84		
		13,64 \pm 0,08	1024 \pm 41			
		13,78 \pm 0,08	1084 \pm 43			
		14,11 \pm 0,08	1154 \pm 46			
		14,44 \pm 0,08	1123 \pm 45			
		14,59 \pm 0,08	1178 \pm 47			
		14,86 \pm 0,09	1334 \pm 53			
		14,96 \pm 0,10	1438 \pm 57			
		Ge^{15m}	13,00 \pm 0,12		827 \pm 57	97(2)
			13,25 \pm 0,17		868 \pm 74	
	13,50 \pm 0,19		771 \pm 53			
	13,75 \pm 0,19		908 \pm 71			
	14,00 \pm 0,20		952 \pm 80			
	14,25 \pm 0,20 $-$ 0,22		956 \pm 77			
	14,50 \pm 0,18 $-$ 0,21		1008 \pm 78			
	14,75 \pm 0,19 $-$ 0,21		1056 \pm 83			
	15,00 \pm 0,19 $-$ 0,21		1064 \pm 87			
	15,50 \pm 0,19 $-$ 0,23		1013 \pm 76			
	Ge^{15}	14,8	726 \pm 15%	10		
		14	150	107		
14,4 \pm 0,3		1236 \pm 140	119			
As^{15}	As^{14}	14,5	545 \pm 160	1,50		
		14	843 \pm 253	1,41		
		12,13 \pm 0,15	515 \pm 21	8		
		13,40 \pm 0,20	907 \pm 36			
		13,69 \pm 0,10	991 \pm 40			
		14,01 \pm 0,10	1070 \pm 43			

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		14,31 \pm 0,13	1113 \pm 45	
		14,68 \pm 0,26	1149 \pm 46	
		14,93 \pm 0,36	1123 \pm 45	
		16,50 \pm 0,30	1210 \pm 61	
		17,95 \pm 0,32	1143 \pm 57	
		19,76 \pm 0,43	1176 \pm 59	
		Спектр от реакции $Be(d, n)$ $E_d = 15$	50 \pm 10	100
		Спектр нейтронов деления	0,29	88, 113
Se^{74}	Se^{75}	14, +	432 \pm 31	1, 49
	Se^{75g}	14,4 \pm 0,3	239 \pm 29	118
	Se^{75m}	14,4 \pm 0,3	65 \pm 15	118
Se^{76}	Se^{75}	14,4 \pm 0,3	808 \pm 81	118
Se^{80}	Se^{79}	14,8	125 \pm 10%	80
	Se^{79m}	13,00 \pm 0,14	544 \pm 273	97(2)
		13,25 \pm 0,15	466 \pm 207	
		13,50 \pm 0,16	893 \pm 453	
		13,75 \pm 0,18	591 \pm 282	
		14,00 \pm 0,19	782 \pm 394	
		14,50 \pm 0,19 0,20	1337 \pm 524	
		14,75 \pm 0,19 -0,23	1286 \pm 646	
		15,00 \pm 0,20 -0,25	1515 \pm 607	
		15,25 \pm 0,19 -0,24	1304 \pm 531	
		16,00 \pm 0,16 -0,25	1264 \pm 607	
		16,25 \pm 0,13 -0,27	1102 \pm 283	
		16,50 \pm 0,11 -0,26	1221 \pm 417	
		16,75 \pm 0,12 -0,20	1011 \pm 317	
		14,4 \pm 0,3	680 \pm 100	118

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
Se^{82}	Se^{81}	14,5	1500 \pm 500	1,50
	Se^{81m}	14,8	1600 \pm 10%	80
	Se^{81g}	14,8	< 100	80
	Se^{81g}	14,4 \pm 0,3	225 \pm 45	118
	Se^{81m}	14,4 \pm 0,3	894 \pm 89	118
Bz^{79}	Bz^{78}	14,7	864 \pm 45	120
		14	788 \pm 63	1,51
		14,13 \pm 0,1	793 \pm 48	1,5
		14,1	793 \pm 6%	114,116
		14,8	1060 \pm 35	69
		14,8	1141 \pm 27	69
		14,1	1337 \pm 167	109
		13,39 \pm 0,06	765 \pm 18	84
		13,46 \pm 0,08	821 \pm 18	
		13,86 \pm 0,08	843 \pm 36	
		14,02 \pm 0,08	868 \pm 12	
		14,16 \pm 0,08	920 \pm 30	
		14,35 \pm 0,08	933 \pm 15	
		14,59 \pm 0,08	997 \pm 14	
		14,79 \pm 0,09	1013 \pm 14	
		14,96 \pm 0,10	1037 \pm 20	
		13,18 \pm 0,13	791 \pm 85	97(2)
		13,46 \pm 0,12	837 \pm 89	
		13,71 \pm 0,13	870 \pm 93	
		13,98 \pm 0,14	912 \pm 98	
		14,24 \pm 0,16	969 \pm 104	
		14,51 \pm 0,18	997 \pm 107	
		14,76 \pm 0,20	968 \pm 103	
		15,53 \pm 0,29	993 \pm 106	
		16,25 \pm 0,33	921 \pm 98	
		14	500	107
		Bz^{81}	Bz^{80m}	14,7
Bz^{80g}	14,7		290 \pm 25	120
Bz^{80}	14,7		1030 \pm 65	120
	14,6		1047 \pm 98	1,15
	14,2		980 \pm 75	1,36
Bz^{80g}	14,8		464 \pm 36	69
Bz^{80m}	14,8		760 \pm 15	69

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература		
	Bz^{80}	14	610	114, 117		
		$13,39 \pm 0,06$	596 ± 21	84		
		$13,51 \pm 0,07$	648 ± 18			
		$13,64 \pm 0,08$	667 ± 19			
		$13,86 \pm 0,08$	704 ± 26			
		$14,27 \pm 0,08$	715 ± 27			
		$14,43 \pm 0,08$	723 ± 19			
		$14,59 \pm 0,08$	766 ± 24			
		$14,73 \pm 0,09$	762 ± 20			
		$14,86 \pm 0,09$	814 ± 22			
		$14,96 \pm 0,10$	806 ± 26			
		Bz^{80m}	14,6	610 ± 93	15	
		Bz^{80g}	14,6	437 ± 98	15	
			14	437	114, 117	
	Bz^{80m}	$14,1 \pm 0,2$	470 ± 50	36		
		$14,1 \pm 0,2$	510 ± 50	36		
Rb^{85}	Rb^{84}	14,6	687 ± 74	1, 15		
		$12,94^{+0,38}_{-0,34}$	738 ± 59	97(2)		
		$13,51^{+0,38}_{-0,39}$	887 ± 71			
		$14,10 \pm 0,47$	964 ± 58			
		$14,88 \pm 0,53$	1174 ± 94			
		$15,65^{+0,55}_{-0,58}$	1170 ± 93			
		$16,31^{+0,54}_{-0,61}$	1160 ± 93			
		$17,23^{+0,48}_{-0,67}$	1196 ± 96			
		$18,02^{+0,43}_{-0,60}$	1166 ± 93			
		$18,89^{+0,29}_{-0,50}$	1114 ± 89			
		$19,58 - 0,17$	1127 ± 90			
			Rb^{84m}	$12,94^{+0,38}_{-0,34}$	231 ± 17	97(2)
				$13,51^{+0,38}_{-0,39}$	277 ± 19	
				$14,10 \pm 0,47$	341 ± 21	
				$14,88 \pm 0,53$	374 ± 28	
				$15,62^{+0,55}_{-0,58}$	392 ± 29	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$B(n, 2n)$	Литература
		$16,31^{+0,54}_{-0,61}$	418 ± 31	
		$17,23^{+0,48}_{-0,67}$	423 ± 32	
		$18,02^{+0,43}_{-0,60}$	438 ± 33	
		$18,89^{+0,29}_{-0,50}$	466 ± 35	
	Rb^{84}	$19,58-0,17$	468 ± 35	
		$12,20^{+0,18}$	726 ± 73	48
		$13,40^{+0,20}$	1099 ± 55	
		$13,69^{+0,10}$	1356 ± 68	
		$14,09^{+0,10}$	1447 ± 72	
		$14,50^{+0,20}$	1498 ± 75	
		$14,68^{+0,26}$	1520 ± 76	
		$14,81^{+0,31}$	1530 ± 77	
		$17,95^{+0,32}$	1659 ± 166	
		$19,76^{+0,43}$	1767 ± 177	
		Спектр от реакции $Be(d,n)$ $E_d = 15$	$< 4,0$	100
Rb^{86}	Rb^{85}	$14,05^{+0,05}$	$1011 \pm 5\%$	108(1)
		$14,7 \pm 0,1$	$1430 \pm 5\%$	108(1)
Rb^{87}	Rb^{86}	14,6	838 ± 136	1,15
		$12,20^{+0,18}$	700 ± 70	48
		$13,40^{+0,20}$	1056 ± 53	
		$13,69^{+0,10}$	1107 ± 55	
		$14,09^{+0,10}$	1170 ± 59	
		$14,50^{+0,20}$	1211 ± 61	
		$14,68^{+0,26}$	1194 ± 60	
		$14,81^{+0,31}$	1191 ± 60	
		$17,95^{+0,32}$	1141 ± 114	
		$19,76^{+0,43}$	1131 ± 113	
		$14,05^{+0,05}$	$1394 \pm 10\%$	108(1)
		$14,7 \pm 0,1$	$1560 \pm 10\%$	108(1)
Sr^{84}	Sr^{83}	14,6	380	1,15
		14,7	140 ± 80	1,16
		$13,33^{+0,23}$	$71,7 \pm 3,6$	48
		$13,40^{+0,20}$	$84,3 \pm 4,2$	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\beta(n, 2n)$	Литература
		13,69 \pm 0,10	111,1 \pm 5,6	
		13,88 \pm 0,10	115,9 \pm 5,8	
		14,09 \pm 0,10	142,4 \pm 7,1	
		14,31 \pm 0,13	149,9 \pm 7,5	
		14,50 \pm 0,20	171,7 \pm 8,6	
		14,68 \pm 0,26	176,8 \pm 8,8	
		14,93 \pm 0,36	180,6 \pm 9,0	
		16,50 \pm 0,30	230 \pm 23	
		17,95 \pm 0,32	351 \pm 35	
		19,76 \pm 0,43	295 \pm 30	
Si^{86}	Si^{85}	14,1	701 \pm 110	1,17
		14,6	592 \pm 51	1,15
	Si^{85m}	14,6	312 \pm 50	15
	Si^{85g}	14,6	280 \pm 10	15
	Si^{85}	14,05 \pm 0,05	885 \pm 5 %	108(1)
		14,7 \pm 0,1	985 \pm 5 %	108(1)
Si^{88}	Si^{87m}	14,6	215 \pm 24	1,15
		12,6 \pm 0,2	106 \pm 8	18
		13,2 \pm 0,2	165 \pm 12	
		14,1 \pm 0,3	213 \pm 12	
		15,2 \pm 0,3	246 \pm 19	
		16,0 \pm 0,3	248 \pm 19	
		17,1 \pm 0,3	279 \pm 21	
		18,0 \pm 0,3	270 \pm 20	
		18,7 \pm 0,2	269 \pm 20	
		19,1 \pm 0,2	235 \pm 18	
		19,6 \pm 0,1	221 \pm 17	
γ^{89}	γ^{88}	14,05 \pm 0,05	915 \pm 5 %	108(1)
		14,7 \pm 0,1	1015 \pm 7%	108(1)
		Спектр ней - тронов деде- ния	0,12	88,113
		14,1	540 \pm 80	1,17
		14,6	685	1,20
		14,6	542 \pm 58	1,15
		14	1350 \pm 338	1,41
		12,29 \pm 0,21	2,88 \pm 0,14	48
		13,33 \pm 0,23	8,20 \pm 0,41	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		13,40 \pm 0,20	8,74 \pm 0,44	
		13,52 \pm 0,15	8,63 \pm 0,43	
		13,69 \pm 0,10	10,54 \pm 0,69	
		13,88 \pm 0,10	10,70 \pm 0,54	
		14,01 \pm 0,10	12,01 \pm 0,60	
		14,09 \pm 0,10	11,96 \pm 0,60	
		14,31 \pm 0,13	13,17 \pm 0,66	
		14,50 \pm 0,20	13,46 \pm 1,35	
		14,68 \pm 0,26	13,74 \pm 0,69	
		14,81 \pm 0,31	14,16 \pm 0,71	
		14,93 \pm 0,36	13,89 \pm 0,70	
		16,50 \pm 0,30	16,35 \pm 1,6	
		17,95 \pm 0,32	16,23 \pm 1,6	
		19,76 \pm 0,43	17,36 \pm 1,7	
	γ^{88m}	14,7	>400	25
Zr^{90}	Zr^{89}	14,60	502 \pm 36	I, I5
		14,40 \pm 0,3	677 \pm 51	I, 49
		14,10	544 \pm 22	I, I9
		12,13 \pm 0,15	28 \pm 1,4	48
		13,40 \pm 0,20	398 \pm 12	
		13,52 \pm 0,15	457 \pm 14	
		13,69 \pm 0,10	527 \pm 16	
		13,88 \pm 0,10	585 \pm 18	
		14,01 \pm 0,10	604 \pm 18	
		14,09 \pm 0,10	623 \pm 19	
		14,31 \pm 0,13	716 \pm 21	
		14,50 \pm 0,20	768 \pm 23	
		14,68 \pm 0,26	822 \pm 25	
		14,81 \pm 0,31	838 \pm 25	
		14,93 \pm 0,36	856 \pm 26	
		16,50 \pm 0,30	1115 \pm 56	
		17,95 \pm 0,32	1173 \pm 59	
		19,76 \pm 0,43	1169 \pm 58	
		Спектр от реакции $Be(d, n)$ $E_d = 15$	14,0 \pm 2,0	I00
	γ^{89m}	14,8	168 \pm 12%	I01
	Zr^{89}	14,7	84 \pm 12	I2
		14	80	I07

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n,2n)$	Литература	
Nb^{93}	Nb^{92g}	$14,05 \pm 0,05$	$603 \pm 6\%$	I08(I)	
		$14,7 \pm 0,1$	$747 \pm 6\%$	I08(I)	
		14,7	530 ± 60	25	
		14,1	430 ± 70	I,17	
		14,6	410	I,20	
		14,7	560 ± 60	I,25	
		14,7	499 ± 91	I,12	
		14,6	318 ± 18	I,15	
		по γ -распаду Nb^{92}	$12,30 \pm 0,18$	$15,62 \pm 0,78$	48
		с периодом полураспада 10,7 дней	$13,40 \pm 0,20$	$17,93 \pm 0,90$	
			$13,69 \pm 0,10$	$18,01 \pm 0,90$	
			$14,01 \pm 0,10$	$18,43 \pm 0,92$	
			$14,31 \pm 0,13$	$18,32 \pm 0,92$	
			$14,50 \pm 0,20$	$18,46 \pm 0,92$	
			$14,68 \pm 0,26$	$18,70 \pm 0,91$	
	$16,50 \pm 0,30$	$15,82 \pm 1,6$			
	$17,95 \pm 0,32$	$13,91 \pm 1,4$			
	$19,76 \pm 0,43$	$12,06 \pm 1,2$			
	Nb^{92}	$14,05 \pm 0,05$	$470 \pm 5\%$	I08(I)	
		$14,7 \pm 0,1$	$464 \pm 5\%$	I08(I)	
Mo^{92}	Mo^{91}	$14,4 \pm 0,5$	$211 \pm 7,4\%$	49	
		14,5	190 ± 29	I,50	
		14,25	310 ± 27	I,56	
		14	188	I,53	
		14,6	315 ± 35	I,15	
		$14,15 \pm 0,1$	$106 \pm 7,5$	5	
		Mo^{91m}	14,8	51 ± 10	92
		Mo^{91g}	14,8	15	11
		Mo^{91g}	14,8	205 ± 25	92
		Mo^{91g}	14,8	159	I10
		Mo^{91}	14,7	198 ± 40	I2
		Mo^{91}	14	200	I07
			$13,51 \pm 0,11$	$60,1 \pm 18\%$	55
			$13,76 \pm 0,18$	$100 \pm 18\%$	
			$14,14 \pm 0,18$	$132 \pm 16\%$	
	$14,80 \pm 0,13$	$180 \pm 17\%$			
Mo^{100}	Mo^{99}	14,6	2039 ± 210	I,15	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература	
Ru^{96}	Ru^{95}	14	616 ± 50	1,54	
		Спектр от реакции $Be(d,n)$ $E_d = 15$		<3,1	100
		14,05 $\pm 0,05$	845 $\pm 5\%$	+08(1)	
		14,7 $\pm 0,1$	860 $\pm 5\%$	108(1)	
		14	616 $\pm 8\%$	51	
Rh^{103}	Rh^{102}	14,6	770 ± 80	1,20	
Pd^{110}	Pd^{109}	14,5	1948 ± 1000	1,50	
	Pd^{109m}	14,7	2570 ± 160	1,46	
		14,8	971 $\pm 12\%$	101	
Ag^{107}	Ag^{106} Ag^{106g}	14	1340 ± 220	1,47	
		14,5	519 ± 260	1,50	
		14,1	560 ± 56	1,61	
		14,1	458 ± 51	1,55	
		14,8	662 ± 66	1,66	
		14,4 $\pm 0,3$	889 ± 65	1,49	
		14,1 $\pm 0,2$	537 ± 15	1,35	
		14,8	657 ± 100	1,54	
		14,6	360	1,20	
		по γ -распаду Ag^{106} с периодом полураспада 8,2 дня	12,20 $\pm 0,18$	6,34 $\pm 0,32$	48
			13,33 $\pm 0,23$	8,65 $\pm 0,43$	
			13,40 $\pm 0,20$	9,30 $\pm 0,47$	
			13,52 $\pm 0,15$	9,23 $\pm 0,46$	
			13,69 $\pm 0,10$	9,78 $\pm 0,49$	
			13,88 $\pm 0,10$	9,71 $\pm 0,49$	
		14,09 $\pm 0,10$	10,49 $\pm 0,52$		
		14,31 $\pm 0,13$	10,73 $\pm 0,54$		
		14,50 $\pm 0,20$	10,87 $\pm 0,54$		
		14,68 $\pm 0,26$	10,72 $\pm 0,54$		
		14,81 $\pm 0,31$	10,90 $\pm 0,55$		
		14,93 $\pm 0,36$	11,07 $\pm 0,55$		
		16,50 $\pm 0,30$	11,76 $\pm 1,2$		
	17,95 $\pm 0,32$	12,50 $\pm 1,3$			
	19,76 $\pm 0,43$	12,02 $\pm 1,2$			
	12,05 $\pm 0,12$	610	98		
	12,28 $\pm 0,20$	593			
	Ag^{106}				

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		12,61±0,31	782	
		13,10±0,42	855	
		13,47±0,42	927	
		14,05±0,62	852	
		14,4 ±0,4	989	49
		15,24±0,86	966	98
		15,88±0,67	924	
		16,56±0,67	785	
		17,24±0,63	842	
		17,86±0,53	846	
		18,41±0,45	722	
		18,88±0,36	774	
		19,23±0,30	715	
		19,48±0,18	690	
		19,57±0,13	689	
		Спектр от реакции $Be(d, n)$ $E_d = 15$	42 +3	100
		14,13±0,1	734 ±44	5
		14,8	7162 ±10%	6
		14	350	107
		14,1	818	109
Ag^{109}	Ag^{108g}	14	619 ±40	1,30
		14,8	833 ±83	1,60
		14,8	711 ±110	1,51
		14	840 ±150	1,47
Ag	Ag	14,1	1730 ±130	57
		14,8	710 ±15%	54
Cd^{106}	Cd^{105}	14,4	827 ±63	1,49
Cd^{116}	Cd^{115m}	12,56±0,11	721 ±72	48
		13,40±0,20	780 ±78	
		13,69±0,10	795 ±80	
		14,01±0,10	840 ±84	
		14,09±0,10	769 ±77	
		14,31±0,13	885 ±89	
		14,50±0,20	808 ±81	
		14,68±0,26	825 ±83	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		14,81±0,31	807 ±81	
		14,93±0,36	836 ±84	
		16,50±0,30	822 ±82	
		17,95±0,32	666 ±67	
		19,76±0,43	566 ±57	
	Cd^{115g}	12,06±0,11	721 ±12	
		13,40±0,20	821 ±82	
		13,69±0,10	830 ±83	
		14,01±0,10	850 ±85	
		14,09±0,10	835 ±84	
		14,31±0,13	863 ±86	
		14,50±0,20	826 ±83	
		14,68±0,26	817 ±82	
		14,81±0,31	781 ±78	
		14,93±0,36	798 ±80	
		16,50±0,30	658 ±66	
		17,95±0,32	488 ±49	
		19,76±0,43	355 ±36	
	Cd^{115}	12,06±0,11	1442 ±102	48
		13,40±0,20	1601 ±113	
		13,69±0,10	1625 ±115	
		14,01±0,10	1690 ±119	
		14,09±0,10	1604 ±114	
		14,31±0,13	1748 ±124	
		14,50±0,20	1634 ±116	
		14,68±0,26	1642 ±117	
		14,81±0,31	1588 ±112	
		14,93±0,36	1634 ±116	
		16,50±0,30	1480 ±105	
		17,95±0,32	1154 ±83	
		19,76±0,43	921 ±67	
для разных периодов полураспада		{ 14,8	490 ±15%	54
			690 ±15%	
In^{115}	In^{115g}	14,5	800 ±100	I,37
		14,2 ±0,2	350 ±100	97(3)
		14,8	360 ±40	91,92
		13,50±0,18	59,2 ±4,6	97(2)
		13,75±0,19	56,0 ±4,5	
		14,25±0,21	52,4 ±4,2	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература	
		$14,50^{+0,20}_{-0,23}$	$50,7 \pm 4,0$		
		$15,00^{+0,22}_{-0,26}$	$42,1 \pm 3,4$		
		$15,25^{+0,22}_{-0,28}$	$34,1 \pm 2,6$		
		$15,50^{+0,19}_{-0,29}$	$32,1 \pm 2,6$		
		$15,75^{+0,18}_{-0,28}$	$32,7 \pm 2,7$		
		$16,00^{+0,15}_{-0,27}$	$26,7 \pm 2,2$		
		$16,25^{+0,12}_{-0,26}$	$25,7 \pm 2,2$		
		$16,75^{+0,12}_{-0,20}$	$20,2 \pm 1,7$		
	In^{14m}	$13,50^{+0,18}$	$47,3 \pm 9,7$	97(2)	
		$13,75^{+0,19}$	$48,4 \pm 17,6$		
		$14,25^{+0,21}_{-0,23}$	$34,7 \pm 13,0$		
		$14,50^{+0,20}_{-0,23}$	$28,5 \pm 6,4$		
		$14,75^{+0,21}_{-0,25}$	$25,3 \pm 3,8$		
		$15,00^{+0,22}_{-0,26}$	$22,2 \pm 6,1$		
		$15,25^{+0,22}_{-0,28}$	$25,5 \pm 11,3$		
		$15,50^{+0,19}_{-0,29}$	$16,6 \pm 3,4$		
		$15,75^{+0,18}_{-0,28}$	$17,5 \pm 5,6$		
		$16,00^{+0,15}_{-0,27}$	$12,1 \pm 4,0$		
		$16,25^{+0,12}_{-0,26}$	$15,2 \pm 5,5$		
		$16,75^{+0,12}_{-0,20}$	$10,2 \pm 4,9$		
		$12,20^{+0,18}$	1132 ± 57		48
		$13,33^{+0,23}$	1471 ± 74		
		$13,40^{+0,20}$	1428 ± 71		
		$13,52^{+0,15}$	1506 ± 75		
	$13,69^{+0,10}$	1468 ± 73			
	$13,88^{+0,10}$	1523 ± 76			
	$14,01^{+0,10}$	1557 ± 78			
	$14,31^{+0,13}$	1500 ± 75			

Методное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		14,50 \pm 0,20	1539 \pm 77	
		14,81 \pm 0,31	1585 \pm 79	
		14,93 \pm 0,36	1503 \pm 75	
		16,50 \pm 0,30	1534 \pm 153	
		17,95 \pm 0,32	1310 \pm 131	
		19,76 \pm 0,43	1360 \pm 136	
Sn^{112}	Sn^{111}	12,06 \pm 0,11	1,53 \pm 0,15	48
		13,40 \pm 0,20	3,67 \pm 0,18	
		13,52 \pm 0,15	3,91 \pm 0,20	
		13,69 \pm 0,10	4,03 \pm 0,20	
		14,09 \pm 0,10	4,72 \pm 0,24	
		14,31 \pm 0,13	5,07 \pm 0,25	
		14,50 \pm 0,20	5,16 \pm 0,26	
		14,68 \pm 0,26	5,36 \pm 0,27	
		14,81 \pm 0,31	5,34 \pm 0,27	
		14,93 \pm 0,36	5,65 \pm 0,28	
		16,50 \pm 0,30	5,86 \pm 0,6	
		17,95 \pm 0,32	6,65 \pm 0,7	
		19,76 \pm 0,43	6,44 \pm 0,6	
		12,5	750	104
		18	2050	104
		14	1400 \pm 110	1,51
		14,4	1508 \pm 122	1,49
		13,9	725 \pm 80	1,20
		14,1	1610	75
$Sn^{118} \longrightarrow$	Sn^{117m}	14,9	1230 \pm 340	65
$Sn^{124} \longrightarrow$	Sn^{123g}	14,1	900	75
Sb^{121}	Sb^{120m}	14	1000	1,53
		14,3	453 \pm 41	1,38
по β^- -распаду Sb^{120}		11,97 \pm 0,08	798 \pm 40	48
с периодом полураспада 5,8 дня		13,53 \pm 0,23	1116 \pm 56	
		13,40 \pm 0,20	1077 \pm 56	
		13,52 \pm 0,15	1098 \pm 55	
		13,62 \pm 0,10	1114 \pm 56	
		14,01 \pm 0,10	1106 \pm 55	
		14,09 \pm 0,10	1272 \pm 64	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		14,31±0,13	1128 ±56	
		14,50±0,20	1309 ±65	
		14,68±0,26	1260 ±63	
		14,81±0,31	1297 ±65	
		14,93±0,36	1214 ±61	
		16,50±0,30	1339 ±134	
		17,95±0,32	1259 ±126	
		19,76±0,43	1426 ±143	
		Спектр от реакции $Be(d,n)$ $E_d = 15$		
Sb^{121}	Sb^{120}	40	40 ±4	I00
		14	453 ±43	30
		12,05±0,12	695	98
		12,61±0,31	813	
		13,00±0,42	893	
		13,47±0,42	929	
		14,05±0,62	979	
		14,4 ±0,3	1056	49
		15,24±0,66	1053	98
		16,56±0,67	928	
		17,24±0,63	975	
		17,86±0,53	974	
		18,41±0,45	932	
		18,88±0,36	810	
		19,23±0,30	783	
		19,48±0,18	803	
		14	700	I07
		14,1	1455 ±74	I09
Sb^{123}	Sb^{122}	14	1706 ±120	I, 30
		11,97±0,08	1089 ±109	48
		13,33±0,23	1191 ±60	
		13,40±0,20	1145 ±57	
		13,52±0,15	1161 ±58	
		13,69±0,10	1269 ±63	
		14,01±0,10	1279 ±64	
		14,09±0,10	1335 ±67	
		14,31±0,13	1263 ±63	
		14,50±0,20	1343 ±67	
		14,68±0,26	1256 ±63	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		14,81 \pm 0,31	1281 \pm 64	
		14,93 \pm 0,36	1194 \pm 60	
		16,50 \pm 0,30	1447 \pm 145	
		17,95 \pm 0,32	1266 \pm 127	
	Sb^{122m}	19,76 \pm 0,43	1080 \pm 108	
		14,8	1013 \pm 12%	101
Te^{128}	Te^{127g}	14,8	238 \pm 36	1,21
		14,7	640 \pm 23	1,46
Te^{130}	Te^{129}	14,8	528 \pm 100	1,21
	Te^{129g}	14,9	210 \pm 46	65
	Te^{129m}	14,9	247 \pm 74	65
	Te^{129g}	14,7	580 \pm 27	46
J^{127}	J^{126}	14,1	1300 \pm 80	1,62
		14,1	1320 \pm 132	1,33
		Спектр от реакции $Be(d, n)$		
		$E_d = 15$	31 \pm 3	100
		Спектр нейтронов деления	1,7	88, 113
Cs^{133}	Cs^{132}	14,1	1550 \pm 250	1, 17, 88
		14,1	1289 \pm 116	1, 33
		14,2 \pm 0,2	2018 \pm 9%	83
		14,6 \pm 0,2	1598 \pm 10%	83
		14,2 \pm 0,2	1682 \pm 140	97(3)
		14,2 \pm 0,2	1577 \pm 105	
		14,6 \pm 0,2	1612 \pm 140	
		14,6 \pm 0,2	1540 \pm 140	
		14,1	704 \pm 12%	7
Ba^{134}	Ba^{133m}	14,8	940 \pm 80	1, 22
Ba^{136}	Ba^{135m}	14,8	700 \pm 80	1, 22
Ba^{138}	Ba^{137m}	14,8	1250 \pm 100	1, 22
	Ba^{137}	14	800	107

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература	
Ce^{140}	Ce^{139}	14,8	3000 \pm 400	I,22	
		14,7	1880	I,23	
	Ce^{139m}	14,8	1200 \pm 400	22	
		14,8	1130 \pm 120	91	
		14,1	1440 \pm 11%	7	
		Ce^{139}	12,88 \pm 0,27	1230 \pm 118	97(2)
		13,18 \pm 0,25	1390 \pm 133		
		13,48 \pm 0,26	1440 \pm 138		
		13,98 \pm 0,27	1230 \pm 118		
		14,25 \pm 0,14	1370 \pm 131		
		14,33 \pm 0,30	1190 \pm 114		
		14,53 \pm 0,14	1250 \pm 120		
		14,68 \pm 0,30	1160 \pm 111		
		14,62 \pm 0,16	1150 \pm 110		
		15,08 \pm 0,17	1140 \pm 109		
		15,17 \pm 0,30	1130 \pm 108		
		15,30 \pm 0,18	1180 \pm 113		
		15,42 \pm 0,30	1070 \pm 103		
		15,54 \pm 0,19	1080 \pm 104		
		15,76 \pm 0,19	1100 \pm 106		
		15,93 \pm 0,21	1025 \pm 98,3		
		16,17 \pm 0,28	986 \pm 94,7		
		16,65 \pm 0,20	1015 \pm 97,4		
		16,90 \pm 0,25	938 \pm 90,0		
	Ce^{142}	Ce^{141}	14,8	1600 \pm 300	I,22
			12,54 \pm 0,17	1792 \pm 168	97(2)
13,31 \pm 0,24 -0,22			1778 \pm 164		
14,10 \pm 0,28 -0,26			1695 \pm 102		
14,88 \pm 0,30 -0,31			1802 \pm 160		
15,62 \pm 0,31 -0,35			1581 \pm 142		
16,31 \pm 0,30 -0,38			1570 \pm 141		
17,23 \pm 0,26 -0,42			1326 \pm 118		
18,02 \pm 0,24 -0,37			1199 \pm 103		
18,89 \pm 0,15 -0,22			876 \pm 74		
19,56 \pm 0,14			794 \pm 64		

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
Pz^{141}	Pz^{140}	14,8	2100 \pm 300	I,22
		14	1768	+53
		14,8	1378 \pm 206	I,54
		14,13 \pm 0,1	1240 \pm 74	I,5
		12,41 \pm 0,12	1231 \pm 111	63
		13,77 \pm 0,20	1386 \pm 125	63
		14,74 \pm 0,27	1591 \pm 143	I,63
		15,78 \pm 0,32	1737 \pm 156	63
		16,96 \pm 0,34	1606 \pm 145	
		17,98 \pm 0,24	1667 \pm 150	
		Спектр от реакции $Be(d,n)$		
	$E_d = 15$	39 \pm 4	100	
Nd^{142}	Nd^{141}	14,8	2060 \pm 200	I,22
		14,7	2480	I,23
		14	2480 \pm 200	I,51
		14,8	1650 \pm 165	70
Nd^{148}	Nd^{147}	14,8	2160 \pm 200	I,22
Nd^{150}	Nd^{149}	14,8	2200 \pm 300	I,22
Sm^{144}	Sm^{143}	14,7 \pm 0,7	1670 \pm 400	I,24
		14,8	1200 \pm 300	22
		12,5	900	104
		18	2300	104
Sm^{154}	Sm^{153}	14,5	2250 \pm 900	I,50
		14,8	1500 \pm 300	22
Eu^{151}	Eu^{150g}	14,8	500 \pm 200	I,6
		14,8	480 \pm 96	I,44
		14,8	500 \pm 200	22
Eu^{153}	Eu^{152m}	14,8	750 \pm 200	I,22
Gd^{160}	Gd^{159}	14,8	1450 \pm 300	I,22
Tb^{159}	Tb^{158m}	14,8	1250 \pm 300	91

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
Ho^{165}	Ho^{164}	14,7	2760 \pm 55	I,46, I06, 88
Er^{166}	Er^{165}	14,8	1000 \pm 400	I,22
Er^{168}	Er^{167m}	14,8	690 \pm 110	9I
Er^{170}	Er^{169}	14,8	1200 \pm 500	I,22
		14,8	1895 \pm 265	I,44
Yb^{176}	Yb^{175}	14,8	430 \pm 100	I,22
		14,8	1810 \pm 253	I,44
Lu^{175}	Lu^{174}	14,8	1600 \pm 300	I,22
Hf^{179}	Hf^{178m}	14,8	880 \pm 100	9I
Hf^{180}	Hf^{179m}	14,8	570 \pm 50	9I
Ta^{181}	Ta^{180m}	14,8	2740 \pm 30	I,39
		12,13 \pm 0,15	1116 \pm 56	48
		13,52 \pm 0,15	1126 \pm 56	
		13,88 \pm 0,10	1118 \pm 56	
		14,09 \pm 0,10	1132 \pm 57	
		14,31 \pm 0,13	1115 \pm 56	
		14,50 \pm 0,20	1116 \pm 56	
		14,68 \pm 0,26	1087 \pm 54	
		16,50 \pm 0,30	701 \pm 70	
		17,95 \pm 0,32	394 \pm 39	
		19,76 \pm 0,43	341 \pm 34	
		Ta^{180}	14	1800 \pm 300
W^{182}	W^{181}	14,8	2300 \pm 20	67
W^{184}	W^{183m}	14,8	790 \pm 90	9I
W^{186}	W^{185}	14,8	2290 \pm 230	67
	W^{185}	Спектр деления	10 \pm 7	67
	W^{185m}	14,8	540 \pm 80	9I

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература	
Re^{185}	Re^{184}	14,1	1800 \pm 600	I,40	
		14,8	1430 \pm 220	66	
	Re^{184m}	14,8	260 \pm 100	66	
	Re^{184}	14,1	1910 \pm 600	74	
	Re^{184m}	14,1	1120 \pm 400	74	
Re^{187}	Re^{186}	14,1	1440 \pm 410	I,40	
		14,8	1490 \pm 160	66	
	Спектр деления				
	$E_{exp} \approx 0,6$	10 \pm 6	66		
	14,1	1440 \pm 400	74		
Pt^{198}	Pt^{197m}	14,8	1130 \pm 10%	80	
	Pt^{197g}	14,8	2300 \pm 10%	80	
Au^{197}	Au^{196}	12,13 \pm 0,15	2081 \pm 104	48	
		13,40 \pm 0,20	2331 \pm 117		
		13,69 \pm 0,10	2369 \pm 118		
		14,01 \pm 0,10	2403 \pm 120		
		14,31 \pm 0,13	2420 \pm 121		
		14,50 \pm 0,20	2403 \pm 120		
		14,81 \pm 0,31	2356 \pm 118		
		16,50 \pm 0,30	1860 \pm 186		
		17,95 \pm 0,32	1398 \pm 140		
		19,76 \pm 0,43	1111 \pm 111		
		14,0	2090		I,20
		14,1	1800 -2600		III
		Au^{196m}	14,8		230 \pm 15%
	Au^{196g}	14,8	1720 \pm 10%	80	
	Au^{196m}	12,13 \pm 0,15	68,3 \pm 3,4	48	
		13,40 \pm 0,20	118,8 \pm 5,9		
		13,69 \pm 0,10	128,1 \pm 6,4		
		14,01 \pm 0,10	134,3 \pm 6,7		
		14,31 \pm 0,13	137,1 \pm 6,9		
		14,50 \pm 0,20	142,1 \pm 7,1		
	14,81 \pm 0,31	145,1 \pm 7,3			
	16,50 \pm 0,30	166,8 \pm 17			
	17,95 \pm 0,32	164,1 \pm 16			
	19,76 \pm 0,43	136,2 \pm 14			

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература	
Th^{203}	Th^{202}	14,6	1560	I, 20	
		$12,29^{+0,21}$	867 ± 43	48	
		$13,52^{+0,15}$	1268 ± 63		
		$13,88^{+0,10}$	1302 ± 65		
		$14,09^{+0,10}$	1302 ± 65		
		$14,31^{+0,13}$	1329 ± 66		
		$14,50^{+0,20}$	1321 ± 66		
		$14,68^{+0,26}$	1305 ± 65		
		$16,50^{+0,30}$	1134 ± 113		
		$17,95^{+0,32}$	943 ± 94		
		$19,76^{+0,43}$	818 ± 82		
		Спектр нейтронного деления		4,0	88, 113
		$\sigma(n, 3n)$			
Th^{203}	Th^{201}	$16,50^{+0,30}$	< 25	48	
		$17,95^{+0,32}$	124 ± 12		
		$19,76^{+0,43}$	280 ± 28		
$\sigma(n, 2n)$					
Th^{205}	Th^{204}	14,8	1990 ± 279	I, 44	
Pb^{204}	Pb^{203m}	$13,00^{+0,12}_{-0,14}$	1014 ± 183	97(2)	
		$13,25^{+0,19}$	1068 ± 195		
		$13,50^{+0,19}$	1188 ± 157		
		$13,75^{+0,18}_{-0,20}$	1235 ± 204		
		$14,00^{+0,19}_{-0,22}$	1262 ± 271		
		$14,50^{+0,19}_{-0,23}$	1331 ± 217		
		$14,75^{+0,23}_{-0,28}$	1289 ± 130		
		$15,00^{+0,26}_{-0,30}$	1402 ± 123		
		$15,25^{+0,22}_{-0,27}$	1342 ± 168		
		$15,50^{+0,22}_{-0,26}$	1135 ± 135		
		$15,75^{+0,22}_{-0,32}$	1243 ± 129		

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n,2n)$	Литература
		$16,00^{+0,24}_{-0,31}$	1112 ± 107	
		$16,25^{+0,17}_{-0,33}$	1098 ± 108	
	Pb^{203}	Спектр нейтронов деления	3,3	И13, 88
Pb^{208}	Pb^{207m}	14,7	1700 ± 300	1,25
		14,0	$1315,5$	1,11
		14,5	$1500 \pm 40\%$	37
		14,8	990 ± 120	91
Pb		14,1	2740 ± 200	1,57
Bi		14	2250 ± 250	97(1)
Bi^{209}	Bi^{208m}	14,5	$600 \pm 40\%$	37
		14,7	660 ± 120	25
Th^{232}	Th^{231}	$6,51^{+1,10}_{-0,14}$	15 ± 7	58
		$6,68^{+0,10}_{-0,13}$	36 ± 3	
		$6,79^{+0,09}_{-0,13}$	94 ± 8	
		$7,01^{+0,09}_{-0,13}$	271 ± 13	
		$7,28^{+0,08}_{-0,12}$	603 ± 28	
		$7,59^{+0,08}_{-0,12}$	976 ± 45	
		$7,84^{+0,32}_{-0,32}$	1200 ± 70	
		$8,01^{+0,07}_{-0,11}$	1390 ± 70	
		$8,61^{+0,05}_{-0,11}$	1610 ± 70	
		$9,02^{+0,05}_{-0,11}$	1750 ± 80	
		$9,63^{+0,05}_{-0,11}$	1940 ± 90	
		$10,03^{+0,05}_{-0,11}$	1830 ± 80	
		$10,62^{+0,05}_{-0,11}$	1910 ± 90	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
		$11,61^{+0,05}_{-0,11}$	1720 ± 80	
		$12,53 \pm 0,26$	1510 ± 80	
		$14,45 \pm 0,20$	1230 ± 60	
		$18,52 \pm 0,5$	459 ± 27	
		$20,40 \pm 0,20$	225 ± 15	
		14,6	1400	I, 20
		14,7	650 ± 150	I, 26
		$14,1 \pm 0,3$	1200 ± 50	I, 59
		$12,13 \pm 0,15$	1760 ± 176	40
		$13,33 \pm 0,23$	1610 ± 161	
		$13,40 \pm 0,20$	1680 ± 168	
		$13,52 \pm 0,15$	1635 ± 164	
		$13,69 \pm 0,10$	1630 ± 163	
		$13,88 \pm 0,10$	1580 ± 158	
		$14,09 \pm 0,10$	1560 ± 156	
		$14,31 \pm 0,13$	1520 ± 152	
		$14,50 \pm 0,20$	1440 ± 144	
		$14,68 \pm 0,26$	1400 ± 140	
		$14,81 \pm 0,31$	1280 ± 128	
		$14,93 \pm 0,36$	1255 ± 126	
		$16,50 \pm 0,30$	<480	
		Спектр нейтронов деления	12,4	II3, 88
$\sigma(n, 3n)$				
Th^{232}	Th^{230}	14	850 ± 150	81
$\sigma(n, 2n)$				
U^{238}	U^{237}	$14,5 \pm 0,4$	690 ± 40	I, 59
		Спектр нейтронов деления	12,5; 14,4; 17	II3, 88

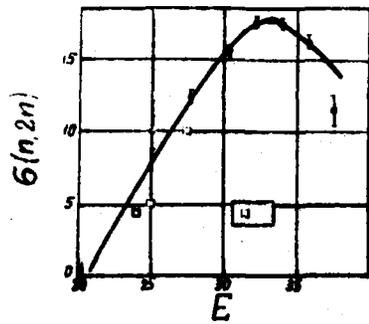
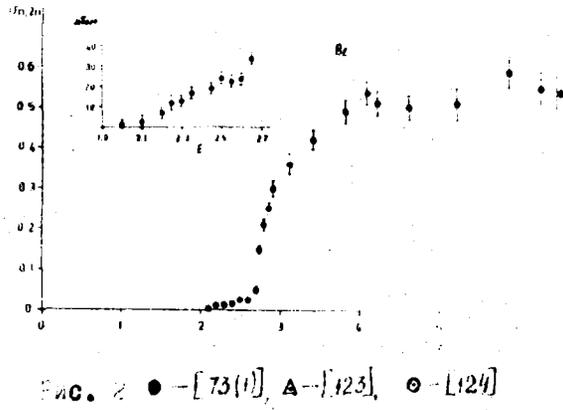
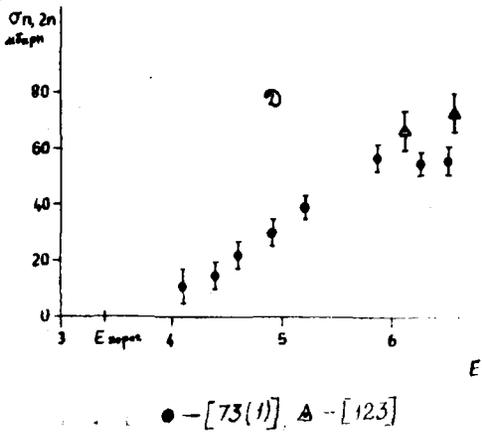


Рис. 3 [28] C^{12} \square - [56]

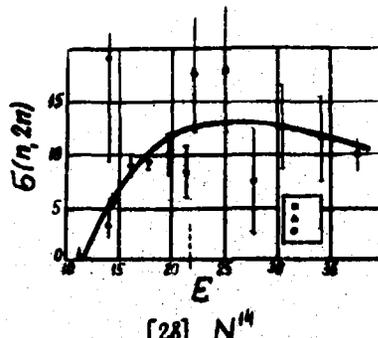


Рис. 4 [28] N^{14} \square - [50], Δ - [99], \circ - [57]

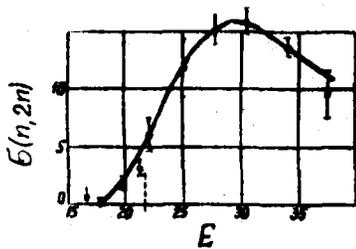


Рис. 5 [28] O^{16}

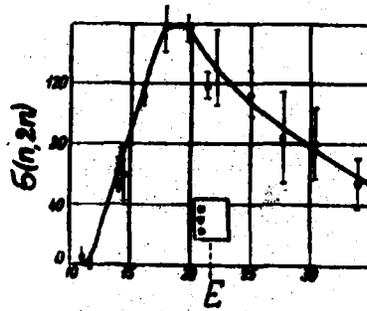


Рис. 6 [28] F^{19} \square - [50], ∇ - [53], \circ - [57]

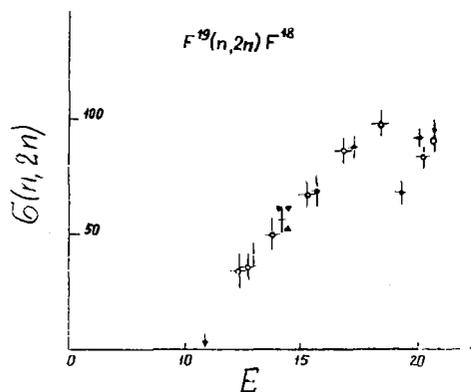


Рис. 7 \circ, \bullet - [90a], \blacktriangle - [49], ∇ - [50], \blacksquare - [121]

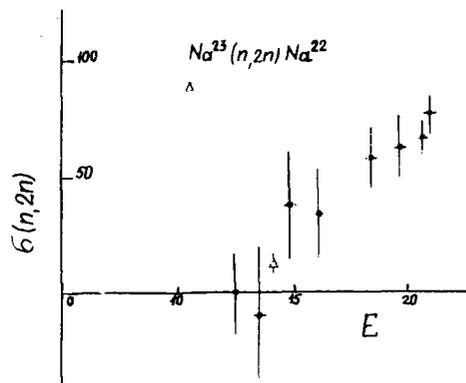


Рис. 8 \bullet - [90a], Δ - [122]

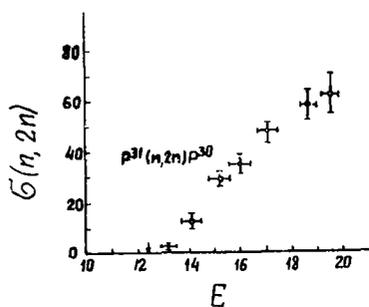


Рис. 9 [14] P^{31}

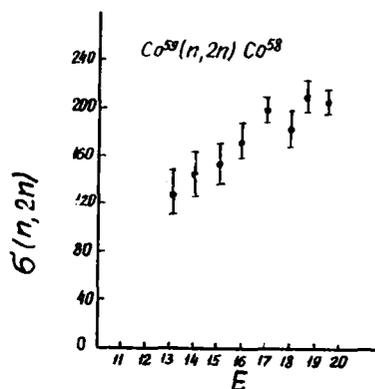


Рис. 10 [32]

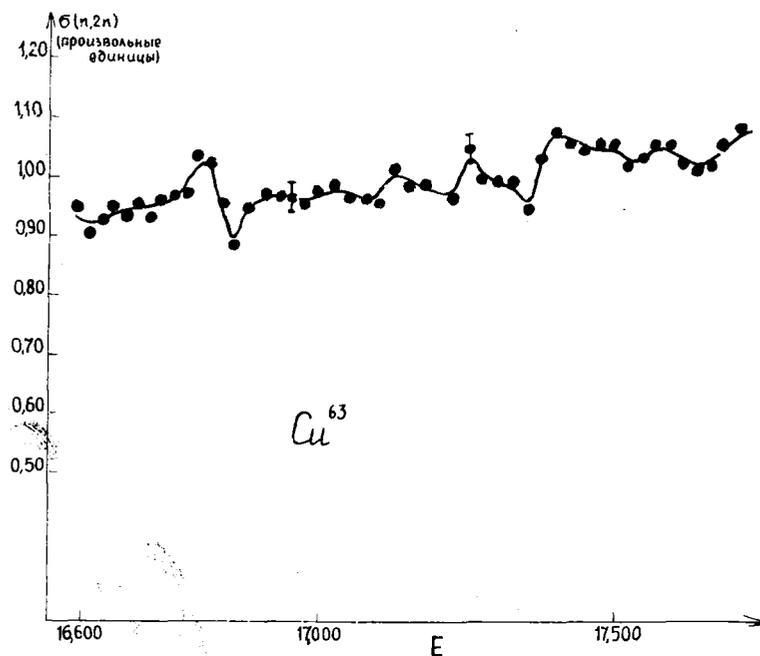


Рис. 11 [96]

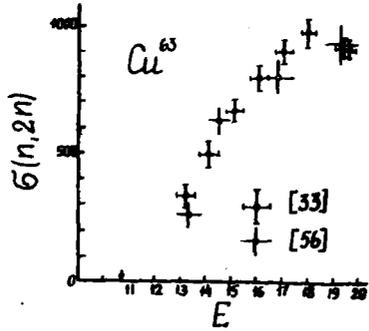


Рис. 12

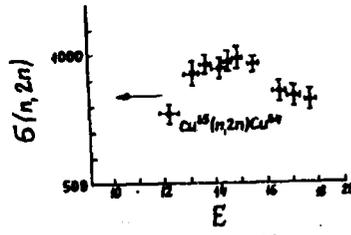


Рис. 13 [14] Cu^{65}

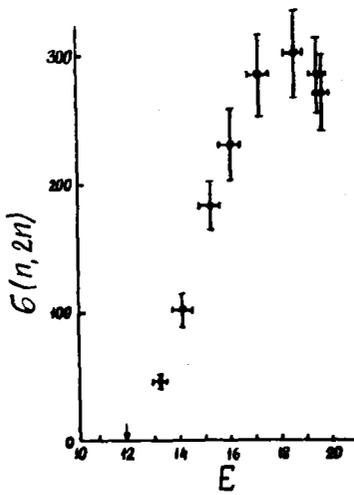


Рис. 14 [14] Zn^{64}

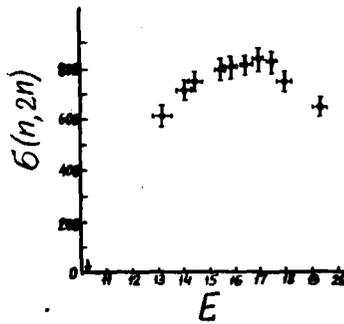


Рис. 15 [33] Bi^{211}

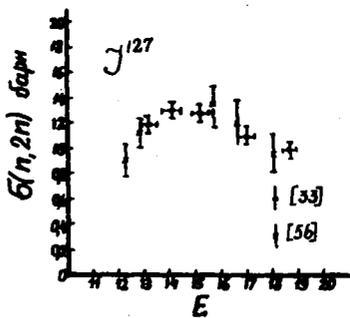


Рис. 16

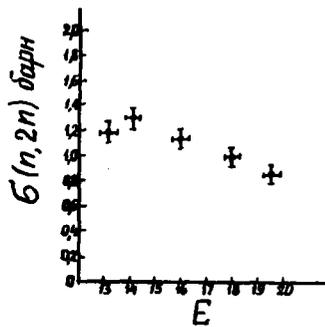


Рис. 17 [33] Cs^{133}

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. M.Bormann. Nucl. Phys. 65, № 2, 257, 1965.
2. P.Hill et. al. Private communication, Univ. of Vienna, 1962.
3. M.Hillmann. Nucl. Phys. 37, № I, 78, 1962.
4. L.A.Rayburn. Bull. Am. Phys. Soc. 3, № 7, 365, 1958.
5. M.Cevolani and S.Petralia. Nuovo Cim 26, № 6, 1328, 1962.
6. R.Wenusch and H.Vonach. Private communication, Univ. of Vienna, 1961.
- 6a. Österr. akad. Wiss., Math-Naturwiss, 9, № I, I, 1962.
7. H.Pollenn and H.Neuert. Z. Naturf, 16a, № 3, 227, 1961.
8. K.H.Purser and E.W.Titterton. Austr. J. Phys. 12, № I, 103, 1959.
9. R.N.Glover and E.Weigold. Nucl. Phys. 29, № 2, 309, 1962.
10. J.M.F Jeronimo et.al. Nucl. Phys. 47, № I, 157, 1963.
11. W.G.Cross et.al. Bull. Am. Phys. Soc. 7, № 4, 335, 1962.
12. E.T.Bramlitt and R.W.Fink. Phys. Rev. 131, № 6, 2649, 1963.
13. E.Weigold and R.N.Glover. Nucl. Phys. 32, № I, 106, 1962.
14. M.Bormann et. al. Z, Phys.- 174, № I, I, 1963.
15. P.Srtchal et. al. Nucl. Phys. 30, № I, 49, 1962.
16. A.Poularikas and D.G.Gardner. Private communication, Univ, of Arkansas, 1962.
17. H.Münzer and H.Vonach. Österr Akad. Wissenschaften 6, № , 120, 1959.
18. M.Bormann et.al. Nucl. Phys. 63, № 3, 438, 1965.
19. C.H.Reed. Theses, Univ. of Utah , TID II929, 1960.
20. Tewes et. al. UC 34-WASH, IO28, 1960.
21. N.K.Mujumdar and Chatterjee. Nucl. Phys. 41, № 2, 192, 1963.
22. R.G.Wille and R.W.Fink. Phys. Rev. 118, № I, 242, 1960.
23. Report ARGMA-TN-2HIN30, 1962.
24. W.L.Alford and D.R.Koehler. Phys. Rev. 129, № 2, 703, 1963.
25. В.Л.Глаголев и П.А.Ямпольский. ЖЭТФ. 40, № 3, 743, 1961.
26. Ю.А.Эйсин и др. Атомная энергия 8, № 4, 360, 1960.
27. V.J.Ashby et. al. Phys. Rev. 129, № 4, 1771, 1963.
28. О.Д.Брилль и др. Д.А.Н. СССР. 136, № I, 55, 1961.
29. J.Kantele and D.G.Gardner. Nucl. Phys. 35, № 3, 353, 1962.
30. C.S.Khurana and A.S.Hans. Nucl. Phys. 13, № I, 88, 1959.
31. E.Weigold. Austr. J;Phys. 13, № 2, 186, 1960.
32. M.Bormann et. al. J. Phys. Rad. 22, № IO, 602, 1961.
33. M.Bormann et. al. Z. Phys. 166, № 5, 477, 1962.
34. J.A.Dejuren and R.W.Stooksberry. Phys. Rev. 120, № 3, 901, 1960.
35. N.Sakisaka et. al. J. Phys. Soc. Jap. 16, № IO, 1869, 1961.
36. F.Fukuzawa. J. Phys. Soc. Jap. 16, № 12, 2371, 1961.
37. В.Л.Глаголев и др. ЖЭТФ 36, № 4, IO47, 1959.
38. С.С.Васильев и др. ЖЭТФ 33, № 2, 527, 1957.
39. A.Poularikas et. al. J. Inorg. Nucl. Chem. 13, № 3/4, 196, 1960.

40. R.A.Karam et. al. Report NP-II874, 1962.
41. B.Granger and M.Longneve. Euratom-Report EANDC 49, 83, 1963.
42. J.Cabe et. al. Euratom-Report EANDC 49, 82, 1963.
43. I.Kumabe et. al. J. Phys. Soc. Jap. 13, № , 325, 1958.
44. H.Spenke. Nucl. Phys. 51, № 2, 329, 1964.
45. B.Grimeland and P.Opsahl-Andersen. Nucl. Phys. 51, № 2, 302, 1964.
46. G.C.Bonazzola et. al. Nucl. Phys. 51, № 2, 337, 1964.
47. H.Vonach. Österr. Acad. Wissenschaften 9, № I, I, 1961.
48. R.J.Prestwood and B.P.Bayhurst. Phys. Rev. 121, № 5, 1438, 1961.
49. L.A.Rayburn. Phys. Rev. 122, № I, 168, 1961.
50. E.B.Paul and R.L.Clarke. Can J. Phys. 31, № 2, 267, 1953.
51. L.A.Rayburn. Bull. Am. Phys. Soc. 4, № 4, 288, 1959.
52. J.L.Preiss and R.W.Fink. Nucl. Phys. 15, № 2, 326, 1960.
53. L.A.Rayburn. Bull. Am. Phys. Soc. 3, № 5, 337, 1958.
54. C.S.Khurana and H.S.Hans. Nucl. Phys. 28, № 4, 560, 1961.
55. Sh.Yasumi. J. Phys. Soc. Jap. 12, № 5, 443, 1957.
56. H.E.Brolley et. al. Phys. Rev. 88, № 3, 618, 1958.
57. V.J.Ashby et. al. Phys. Rev. III, № 2, 616, 1958.
58. J.P.Butler and D.C.Santry. Can. J. Chem, 39, № 3, 689, 1961.
59. J.L.Perkin and R.F.Coleman. Reactor Science and Technology 14,
2-3, 69, 1961.
60. S.K.Mukherjee et. al. Proc. Phys. Soc. 77, № 494, 508, 1961.
61. S.G.Forbes. Phys. Rev., 88, № 6, 1309, 1952.
62. H.C.Martin and R.F.Taschek. Phys. Rev. 89, № 6, 1302, 1953.
63. J.M.Ferguson and W.E.Thompson. Phys. Rev. 118, № I, 228, 1960.
64. J.L.Fowler and J.M.Slye. Phys. Rev. 77, № 6, 787, 1950.
65. J.Brzozko et. al. Nucl. Phys. 74, № 2, 438, 1965.
66. А.А.Дружинин и др. Ядерная Физика 5, № I, 18, 1967.
67. А.А.Дружинин и др. Ядерная Физика 4, № 3, 515, 1966.
68. F.F.Felber et. al. Nucl. Sci. Eng. 45, № I, I, 1966.
69. B.Grimeland et. al. Phys. Rev. 137, № 4B, B 878, 1965.
70. J.T.Grisson et. al. Phys. Rev. 142, № 3, 725, 1966.
71. I.Heertje et. al. Physica 30, № 9, 1762, 1964.
72. P.Hille. Ann. Österr. Acad. Wissensch., Mathnaturwiss, 98, I-I4,
200, 1961.
- Annalen d. Österr. Acad. d. Wiss. 12, 200, 1961.
73. Материалы конференции по ядерным данным. Франция. Париж.
17 - 21 октября 1966г.
- 73(1). M.Helmsberg and J.Hansen. ON-23/18.
- 73(2). P.N.Tiwari and B.Kendallah. ON-23/12.
74. R.A.Karam et. al. Nucl. Sci. Abstr., 17, 1230, 9504, 1963.
75. А.П.Ключарев и др. ЖЭТФ 46, № 4, 1483, 1964.
76. Л.Н.Курчатова и др. Радиохимия 7, № 4, 472, 1965.

77. Letessier J. and Dalmas J. Comptes Rendus 259, № 25, 4620, 1964.
78. Liskien H. and A.Paulsen. J. Nucl. Energy, Pt A/B 19, № 2, 73, 1965.
79. H.Liskien and A.Paulsen. Nucl. Phys. 63, № 3, 393, 1965.
80. S.K.Mangal and C.S.Khurama. Nucl. Phys. 69, № 1, 158, 1965.
81. Mc.Taggart M.H. and Goodfellow. Reactor Sci. Technol. 17, № 10, 437, 1963.
82. B.Minett and A.Pasquarelli. Nuovo Cim. 44, № 2B, 460, 1966.
83. W.Nagel and A.H.W.Aten Jr. Physica 31, № 7, 1091, 1965.
84. S.Okumura. Nucl. Phys. A93, № 1, 74, 1967.
85. A.Pasquarelli. Nucl. Phys. A93, № 1, 218, 1967.
86. A.Paulsen and H.Liskien. Nukleonik 7, № 3, 117, 1965.
87. A.Paulsen and H.Liskien. J.Nucl. Energy, Pt A/B, 19, № 11, 907, 1965.
88. Pearlstein S. (BNL-897) Dec. 1964; Nucl.Sci.Engin 23, № 3, 238, 1965.
89. A.Peil. Nucl. Phys. 66, № 2, 419, 1965.
90. Picard J. and C.F.Williamson. Nucl. Phys. 63, № 4, 673, 1965,
J. Phys. 24, № 11, 813, 1963.
91. R.Prasad et. al. Nucl. Phys. 88, № 2, 349, 1966.
92. R.Prasad and D.C.Sarkar. Nucl. Phys. A94, № 2, 476, 1967.
93. S.R.Salisbury and R.A.Chalmers. Phys. Rev. 140, № 2B, B305, 1965.
94. D.C.Santry and J.P.Butler. Canad. J. Phys. 44, № 5, 1183, 1966.
95. Poularikas and Fink. Phys. Rev. 115, № 4, 989, 1959.
96. G.Bardolle et. al. Compt. Rend. 261, № 5, 1266, 1965.
97. Progress Report on Nuclear Data Research in the Euratom Community
1967 EANDC (E) 76 "U".
- 97(1). J.Feicht and H.Vonach.
- 97(2). M.Bormann et. al.
- 97(3). W.Nagel.
98. L.A.Rayburn. Phys. Rev. 130, № 2, 731, 1963.
99. J.D.Dudley and C.M.Class. Phys. Rev. 94, № 3, 807, 1954.
100. B.L.Cohen. Phys. Rev. 81, № 2, 184, 1951.
101. S.K.Mangal and P.S.Gill. Nucl. Phys. 49, № 3, 510, 1963.
102. J.Csikai et. al. Nucl. Phys. 46, № 2, 141, 1963.
103. L.Rosen and L.Stewart. Phys. Rev. 107, № 3, 824, 1957.
104. L.A.Rayburn. Bull. Am. Phys. Soc. 8, № 2, 121, 1963.
105. A.H.Armstrong et. al. Bull. Am. Phys. Soc. 8, № 4, 320, 1963.
106. M.J.Depraz et. al. J. Phys. Rad. 21, № 5, 377, 1960.
107. G.Aubouin et. al. CEA-R-2358, 1963.
108. Доклады на международной конференции по изучению ядерной структуры с
помощью нейтронов.
Antwerp, Belgium, July 19 to 23, 1965.
- 108(1). Rieder
109. M.Claude Carles. Com. Rend. Acad. Sci. 257, № 3, 659, 1963.
110. J.Bacso et. al. Acta. Phys. Hungar. 18, № 4, 295, 1965.
111. H.G.Carter, J.R.Williams. Trans. Amer. Nucl. Soc. 9, № 1, 250, 1966.
112. J.R.Williams et. al. Trans. Amer. Nucl. Soc. 9, № 1, 251, 1966.

- II3. J.C.Roy and J.J.Hawton. AECL-II8I, 1960.
- II4. P.Hille et. al. Österr. Acad. Wiss. Math.-Nat. Kl. Sbt. II, 174, № I-4, II, 1965.
- II5. E.F.Bramlitt. TID-I6949, 1962.
- II6. M.Bormann et. al. EANDC(E) 38 "L".
- II7. P.Strohal et. al. Rutherford-Tagung, Manchester, 1961.
- II8. P.V.Pao and R.W.Fink. Phys. Rev. 154, № 4, 1023, 1967.
- II9. R.B.Wood et. al. Phys. Rev. 154, № 4, 1108, 1967.
- III0. E.Minetti and A.Pasquarelli. Nuovo Cim 50B, № 2, 367, 1967.
- III1. V.J.Ashby et. al. U.C.R.L. 5054, 1958.
- III2. H.D.Prestwood. Phys. Rev. 98, № I, 47, 1955.
- III3. H.L.Catron et. al. Phys. Rev. 123, № I, 218, 1961.
- III4. J.Beyster et. al. Phys. Rev. 98, № , 1214, 1955.

СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ В
РАМКАХ ОБОБЩЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЯДРА

И.К.Аверьянов, Б.М.Дзюба, В.Ф.Рыбаченко

Метод сильно связанных каналов в оптической модели ядра, исследованный в работе [1] позволяет описывать сечения возбуждения нуклонами нижних коллективных состояний ядер-мишеней при энергии налетающих частиц, превышающей несколько мегаэлектронвольт. Мы использовали этот метод для расчета дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первого (над основным) состояния четно-четного ядра-мишени. Система уравнений обобщенной оптической модели ядра и программа расчета дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нуклонов подробно описаны в работах [1, 2]. Все приведенные ниже варианты расчета сечений возбуждения нейтронами первого состояния ядра-мишени относятся к случаю, в котором предполагалось, что возбуждаемый уровень является однофононным уровнем, характеризующимся параметром β динамической деформации (в большинстве случаев квадрупольной

На рис.1 дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 Мэв через первый уровень на ядрах Mg, Si, S, Sn, Pb сравниваются с экспериментальными данными, взятыми из работы [3]. При этом выбраны значения β , согласующиеся с данными по неупругому рассеянию заряженных частиц и кулоновскому возбуждению нижнего состояния. Мнимая часть оптического потенциала V_D (в форме производной от потенциала Вудса-Саксона) подбиралась из согласования расчетных сечений упругого рассеяния с экспериментальными. Параметры оптического потенциала и β для рассматриваемых вариантов представлены в таблице 1. Для всех указанных в таблице 1 ядер реальная часть оптического потенциала (в форме Вудса-Саксона) $V_S = 44$ Мэв [4]. Геометрические параметры оптического потенциала во всех вариантах, приведенных в этой работе, имеют средние значения, используемые в обычной оптической модели ядра:

$$a_S = a_D = a_F = 0,65\text{ф.}, r_S = r_D = r_F = 1,25\text{ф.} \quad \text{х/}$$

Параметр спин-орбитального потенциала V_{SO} положен всюду равным 6 Мэв. Здесь и в дальнейшем используются следующие обозначения: E_n - кинетическая энергия нейтронов; E_I - энергия возбуждаемого состояния; V_D - мнимая часть оптического потенциала; $V_{or}^{(1)}$ - матричный элемент остаточного взаимодействия налетающего нейтрона с ядром - мишенью, связывающий каналы упругого и неупругого рассеяния; σ_t - полное сечение взаимодействия; σ_e - сечение упругого рассеяния, σ_{nc} - сечение захвата нейтрона, $\sigma_{n1'}$ - сечение возбуждения нижнего коллективного состояния ядра-мишени. В рамках фононной теории нижнего возбужденного состояния $V_{or}^{(1)} = \frac{\beta r_S A^{1/3} V_S}{(4\pi)^{1/3} a_S}$.

В работе [2] было показано, что для расчета сечений неупругого рассеяния нейтронов можно использовать параметры β , полученные из экспериментов

х/ Здесь всюду используются обозначения, принятые в работах [1, 2].

с заряженными частицами. При этом, однако, мнимую часть V_D оптического потенциала в модели связанных каналов следует уменьшить (обычно на 1+2 мегаэлектронвольта) по сравнению с V_D в обычной оптической модели. Неопределенность предсказания сечений неупругого рассеяния, таким образом, связана с неопределенностью в параметрах β и V_D . Для иллюстрации зависимости сечений упругого и неупругого рассеяния от величин β и V_D на рис. 2 и 3 приведены по два варианта расчетов сечений рассеяния нейтронов с энергией 14 Мэв на ядре Zn и с энергией 7 Мэв на ядре Fe . Соответствующие параметры собраны в таблице П.

На рис.4 представлены предсказанные дифференциальные сечения возбуждения первого 2^+ состояния у ядра Fe нейтронами с энергией $E_n = 7, 9, 11, 13, 14$ Мэв. Параметр $\beta = 0,24$ взят из работы [1] (получен из описания неупругого рассеяния протонов), мнимая часть V_D подобрана из подгонки сечения упругого рассеяния нейтронов при $E_n = 7$ Мэв [5] и 14 Мэв [6] и линейно интерполирована в области промежуточных значений энергии. Значения V_D и σ_{nn}' указаны в таблице Ш.

Аналогичным образом рассчитаны сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первого состояния на $Sn(2^+)$ и на $Pb(3^-)$ (рис.5, 6). Для обоих элементов использовано значение $\beta = 0,11$ (см. таблицу I). Параметр мнимой части оптического потенциала при $E_n = 7$ Мэв подобран путем согласования расчетных дифференциальных сечений упругого рассеяния с экспериментальными [5]. Для значений энергии, находящихся в интервале 7+14 Мэв, параметр V_D найден путем линейной интерполяции между значениями этого параметра при 7 и 14 Мэв для каждого ядра. Значения V_D и σ_{nn}' приведены в таблице Ш. Для сравнения на рис.6 нанесены имеющиеся экспериментальные данные по неупругому рассеянию нейтронов с энергией $E_n = 8$ Мэв на ядре Pb [7]. Здесь мы не приводим угловые распределения упруго рассеянных нейтронов в рассмотренном интервале энергии. Отметим лишь, что согласие полученных теоретических угловых распределений с имеющимися экспериментальными не хуже, чем в обычной оптической модели ядра.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Euck B., Phys.Rev. 130, 712 (1963).
2. Аверьянов И.К., Ламба Б.Н., Рыбаченко В.Ф., Ядерная физика (в печати).
3. Stelson P.H., Robinson R.L., Kim H.J., Rapaport J., Satchler G.R., Nukl.fys., 68, 97 (1965).
4. Bjorklund F.J., Fernbach S., Phys.Rev., 139, 1 (1962).
5. Beyster J.R., Walt H., Salmi E.W., Phys.Rev., 104, 1319 (1956).
6. Coon J.H., Davis R.W., Felthouser H.E., Nikodemus D.B., Phys.Rev., 111, 259 (1958).
7. Granberg L., Zefirov G., Phys.Rev., 112, 1775 (1958).

Таблица I

$$E_n = 14 \text{ МэВ}$$

Ядро	E_1 (МэВ)	Т и п перехода	М Э В		$\sigma_{пп'}$ (барны)	β_1
			V_D	$V_{ог}^{(r)}$		
Mg	1,40	$0^+ \rightarrow 2^+$	3,7	32,4	0,162	0,47
Si	1,80	$0^+ \rightarrow 2^+$	4,6	24	0,082	0,33
S	2,24	$0^+ \rightarrow 2^+$	4,9	25,2	0,084	0,33
Sn	1,20	$0^+ \rightarrow 2^+$	5,8	13,2	0,042	0,11
Pb	2,50	$0^+ \rightarrow 3^-$	5,7	15,2	0,048	0,11

- 191 -

Таблица II

Переход $0^+ \rightarrow 2^+$

Ядро	E_n (МэВ)	Вариант	V_S	М Э В			Барны			
				V_D	$V_{ог}^{(r)}$	σ_t	$\sigma_{пе}$	$\sigma_{ел}$	$\sigma_{пп'}$	β_2
Zn	14	1	44	5,4	18,8	3,03	1,55	1,48	0,067	0,20
		2	44	5,4	20,8	3,03	1,56	1,47	0,080	0,22
Fe	7	1	45,3	2,8	22,8	3,64	1,41	2,23	0,204	0,24
		2	45,3	3,5	22,8	3,63	1,50	2,13	0,154	0,24

Таблица III

$$V_S = (46,6 - 0,186) \text{ МэВ}$$

Ядро	E_n (МэВ)	МэВ	
		V_D	σ_{nn} (барны)
Fe	7	3,5	0,163
	9	3,9	0,145
	II	4,4	0,121
	13	4,8	0,103
	14	5,0	0,090
Sn	7	4,3	0,086
	9	4,7	0,068
	II	5,2	0,055
	13	5,6	0,046
Pb	7	4,6	0,050
	9	4,9	0,056
	II	5,2	0,056
	13	5,5	0,054

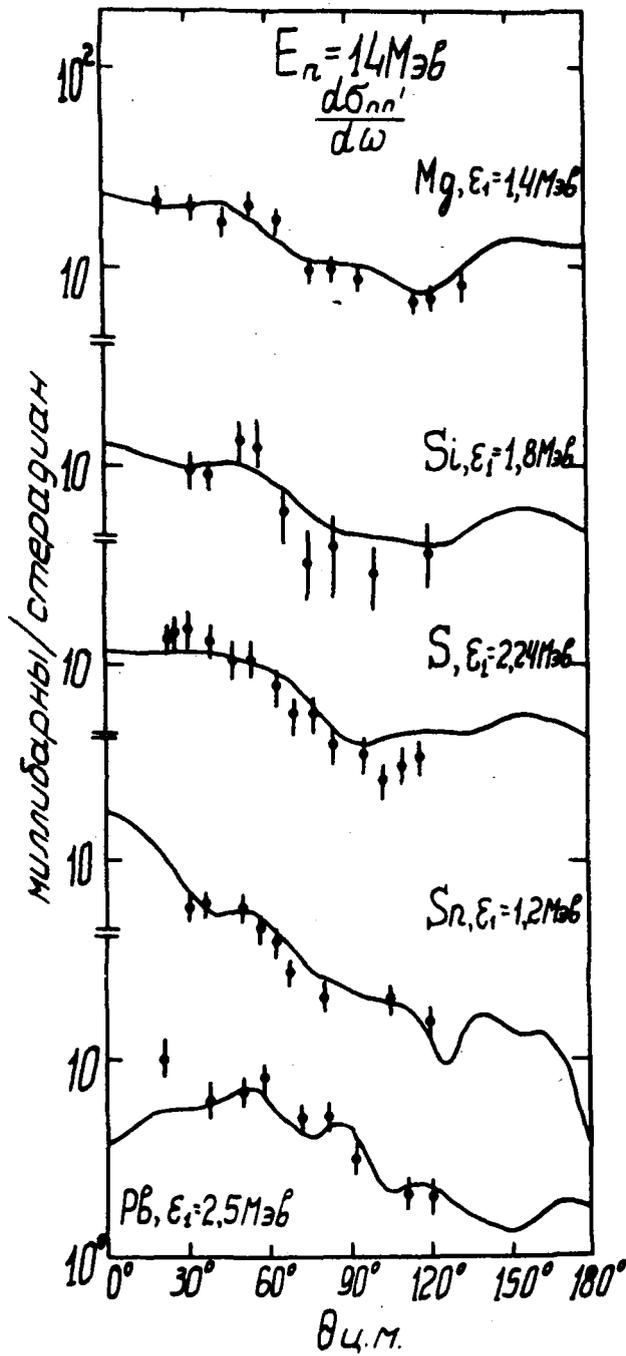


Рис. I.

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ с возбуждением первого коллективного уровня ядер Mg, Si, S, Sn и Pb. Точки - эксперимент, линии - теоретические кривые.

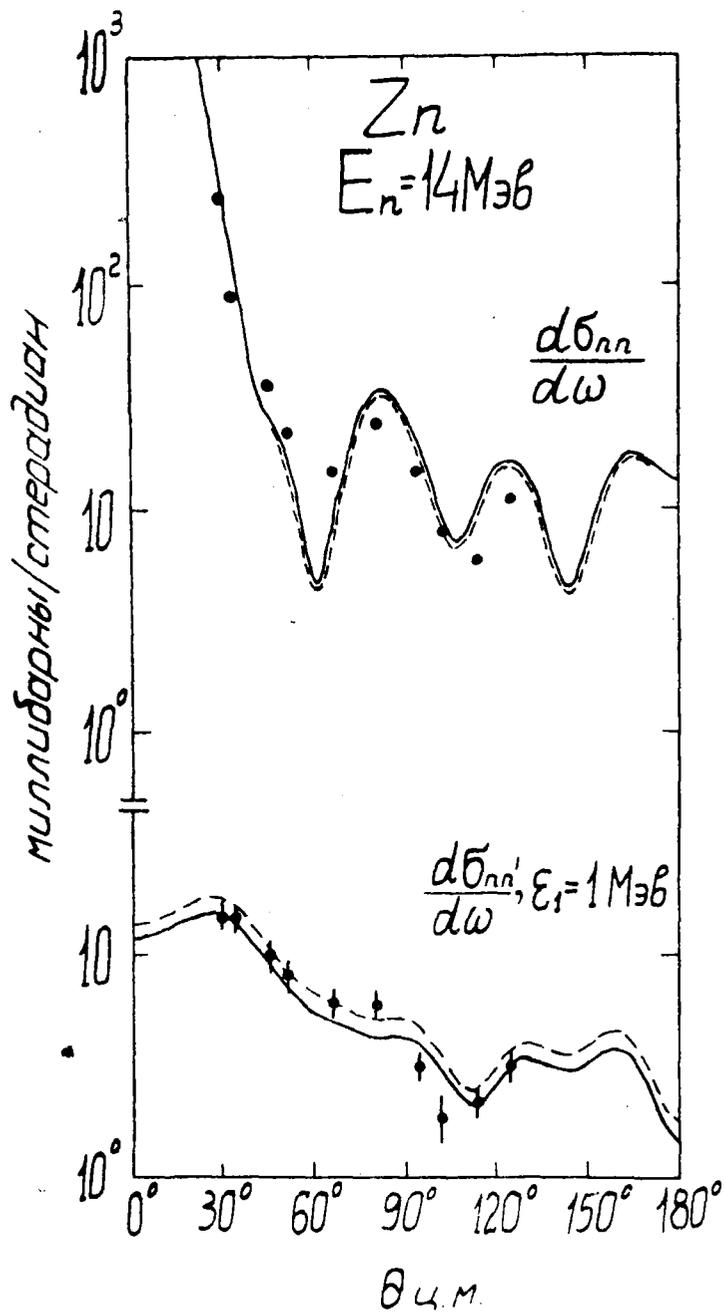


Рис. 2.

Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на цинке при $E_n = 14 \text{ МэВ}$. Точки - эксперимент, линии - теоретические кривые. Сплошная кривая - вариант с $\beta = 0,20$, прерывистая кривая - вариант с $\beta = 0,25$.

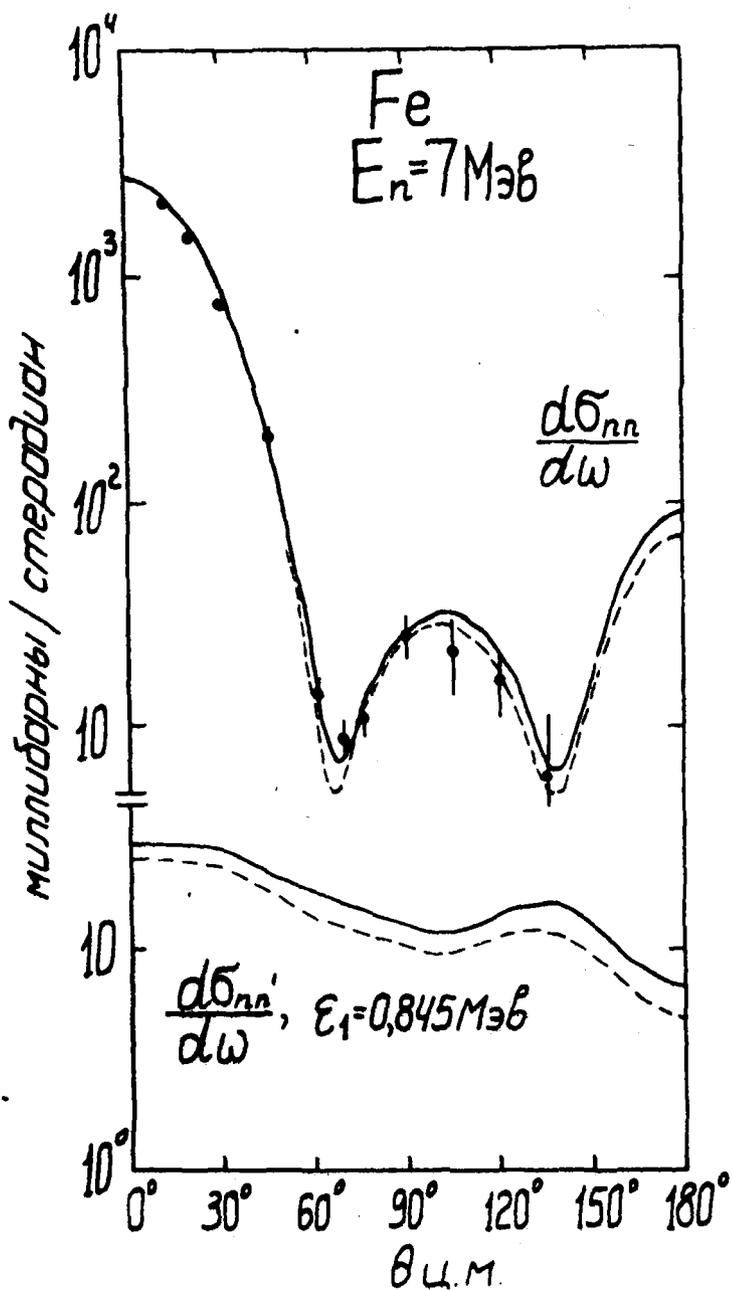


Рис. 3.

Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на железе при $E_n = 7 \text{ МэВ}$. Точки - эксперимент, линии - теоретические кривые. Сплошная кривая - вариант с $V_D = 2,8 \text{ МэВ}$, прерывистая кривая - вариант с $V_D = 3,5 \text{ МэВ}$.

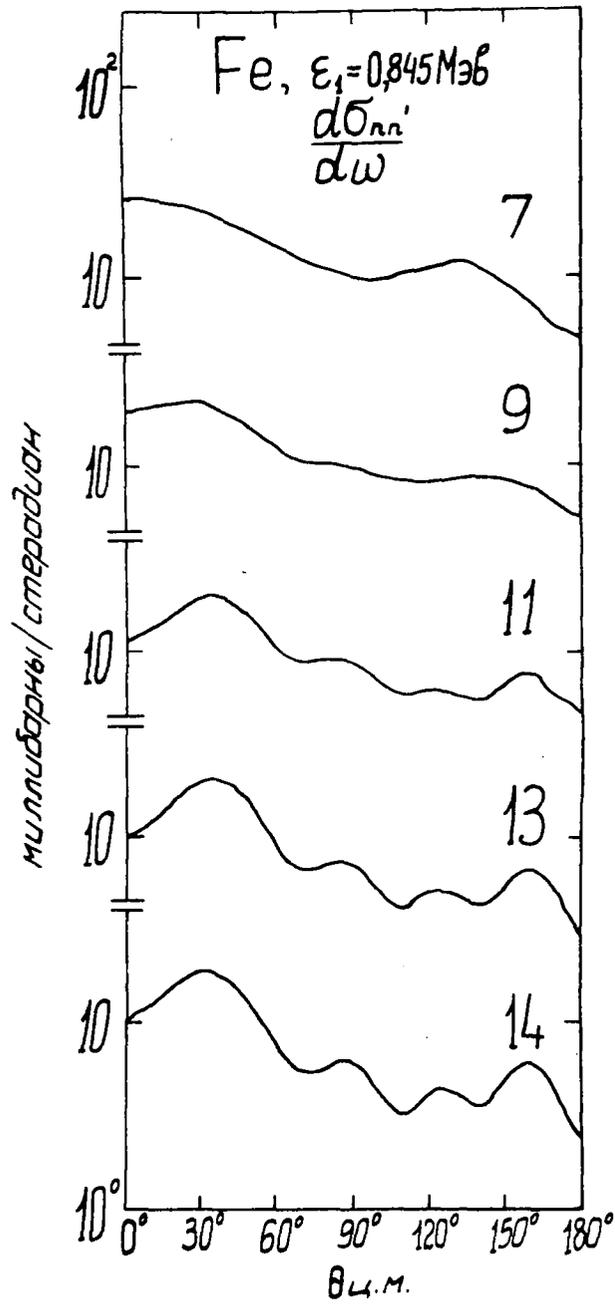


Рис. 4.

Расчетные дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на железе с возбуждением уровня $\epsilon_1 = 0,845 \text{ МэВ}$. Числа - энергия налетающих нейтронов в мегаэлектронвольтах.

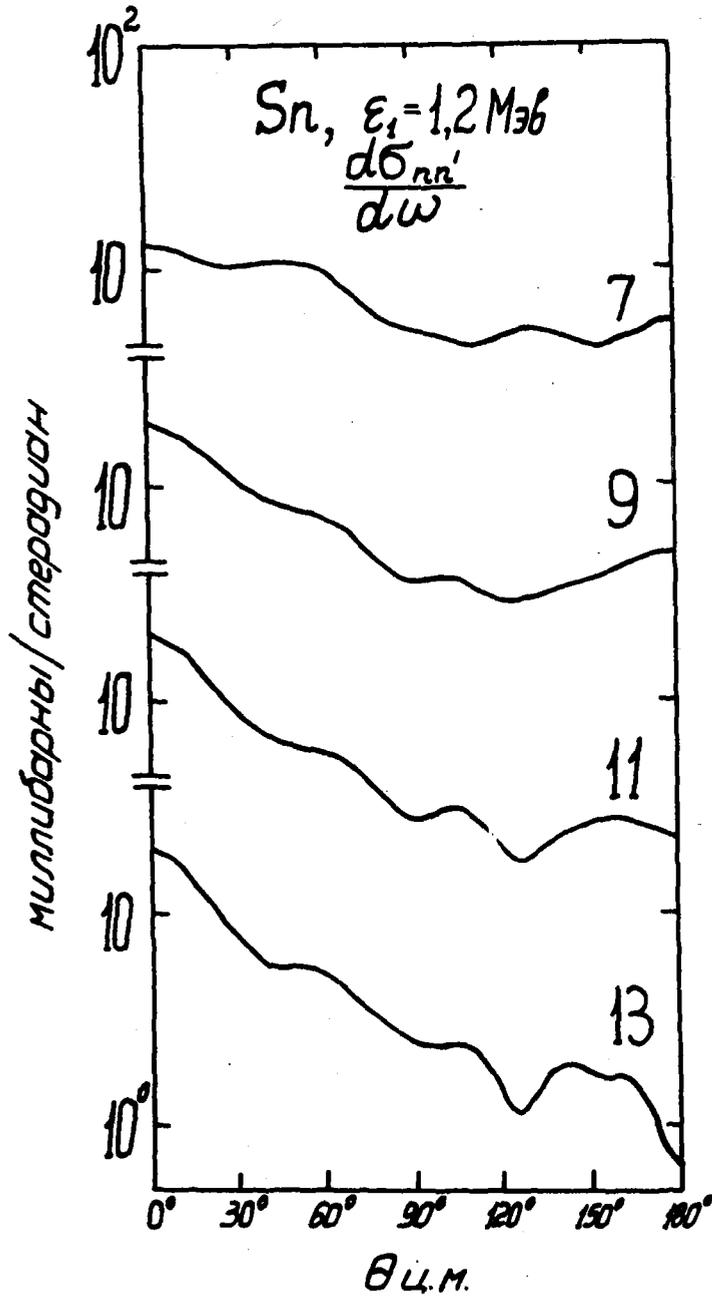


Рис. 5.

Расчетные дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на олове с возбуждением уровня $\epsilon_1 = 1,2 \text{ Мэв}$. Числа - энергия налетающих нейтронов в мегаэлектронвольтах.

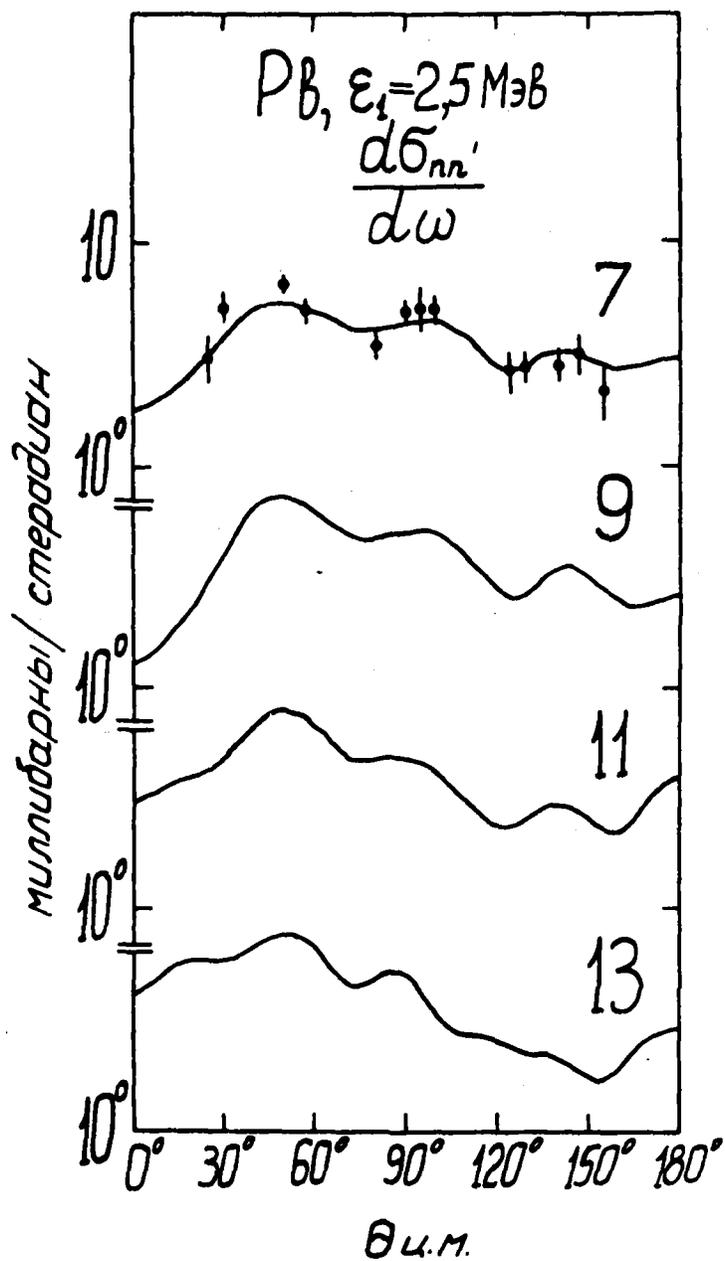


Рис. 6.

Расчетные дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на свинце с возбуждением уровня $\epsilon_1 = 2,5$ МэВ. Точки - эксперимент для энергии нейтронов $\epsilon_n = 8$ МэВ. Числа - энергия налетающих нейтронов в мегаэлектронвольтах.

РЕКОМЕНДОВАННЫЕ СПЕКТРЫ НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ
НЕЙТРОНОВ ДЛЯ НИОБИЯ В ИНТЕРВАЛЕ НАЧАЛЬНЫХ
ЭНЕРГИЙ от 0,5 до 15 Мэв

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

Спектры получены как результат обработки и интерполяции всех экспериментальных данных по неупругому рассеянию нейтронов на ниобии, опубликованных до 1967 г. Обработка производилась с помощью специально подобранных аналитических функций с привлечением некоторых модельных представлений о ядре. Сечения неупруго рассеянных нейтронов даны в таблице I в барнах на интервал энергий 0,2 Мэв.

E_0 - начальная энергия нейтронов .

E_{in} - энергия неупруго рассеянных нейтронов.

Таблица I

$E_0 \backslash E_{in}$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0
0,5	0,0000	0,0000	0,0000													
1,0	0,0000	0,4223	0,1245	0,0000												
1,5	0,0000	0,3221	0,5371	0,6554	0,2341	0,0000										
2,0	0,0000	0,2526	0,3892	0,3667	0,3123	0,3745	0,2469	0,0000								
2,5	0,0000	0,2722	0,3670	0,2987	0,2027	0,2081	0,1840	0,1477	0,2243	0,0938	0,0000					
3,0	0,0000	0,2701	0,3472	0,2883	0,2063	0,1490	0,1150	0,0930	0,1292	0,1088	0,1209	0,0809	0,0000			
3,5	0,0000	0,2588	0,3299	0,2849	0,2145	0,1616	0,1280	0,1058	0,0889	0,0738	0,0984	0,0882	0,0812	0,0774	0,0400	0,0000
4,0	0,0000	0,2437	0,3129	0,2819	0,2216	0,1715	0,1375	0,1146	0,0979	0,0841	0,0717	0,0595	0,0472	0,0642	0,0678	0,0572
4,5	0,0000	0,2270	0,2955	0,2768	0,2258	0,1783	0,1434	0,1189	0,1012	0,0876	0,0764	0,0666	0,0574	0,0480	0,0382	0,0504
5,0	0,0000	0,2101	0,2778	0,2690	0,2268	0,1824	0,1470	0,1208	0,1014	0,0867	0,0752	0,0661	0,0586	0,0519	0,0454	0,0386
5,5	0,0000	0,1942	0,2602	0,2591	0,2249	0,1843	0,1493	0,1219	0,1010	0,0849	0,0724	0,0626	0,0549	0,0489	0,0440	0,0397
6,0	0,0000	0,1802	0,2433	0,2478	0,2208	0,1844	0,1506	0,1229	0,1011	0,0839	0,0703	0,0595	0,0511	0,0446	0,0395	0,0357
6,5	0,0000	0,1685	0,2277	0,2360	0,2152	0,1832	0,1513	0,1239	0,1018	0,0840	0,0697	0,0581	0,0489	0,0446	0,0359	0,0315
7,0	0,0000	0,1590	0,2139	0,2244	0,2088	0,1813	0,1517	0,1250	0,1029	0,0849	0,0703	0,0583	0,0485	0,0406	0,0342	0,0292
7,5	0,0000	0,1514	0,2023	0,2138	0,2021	0,1788	0,1520	0,1265	0,1045	0,0864	0,0716	0,0595	0,0494	0,0411	0,0343	0,0288
8,0	0,0000	0,1448	0,1929	0,2046	0,1956	0,1759	0,1520	0,1281	0,1066	0,0884	0,0735	0,0612	0,0511	0,0426	0,0355	0,0296
8,5	0,0000	0,1388	0,1858	0,1975	0,1899	0,1727	0,1514	0,1294	0,1089	0,0909	0,0758	0,0633	0,0530	0,0445	0,0373	0,0312
9,0	0,0000	0,1286	0,1787	0,1927	0,1867	0,1711	0,1514	0,1310	0,1115	0,0940	0,0787	0,0659	0,0553	0,0465	0,0392	0,0330
9,5	0,0000	0,1229	0,1750	0,1900	0,1843	0,1688	0,1499	0,1306	0,1123	0,0958	0,0812	0,0686	0,0579	0,0489	0,0414	0,0350
10,0	0,0000	0,1189	0,1736	0,1898	0,1838	0,1676	0,1483	0,1291	0,1114	0,0958	0,0821	0,0703	0,0600	0,0511	0,0436	0,0371
10,5	0,0000	0,1173	0,1742	0,1915	0,1852	0,1678	0,1472	0,1272	0,1094	0,0941	0,0812	0,0701	0,0606	0,0524	0,0452	0,0389
11,0	0,0000	0,1183	0,1770	0,1951	0,1882	0,1696	0,1474	0,1260	0,1072	0,0916	0,0787	0,0682	0,0594	0,0520	0,0456	0,0399
11,5	0,0000	0,1215	0,1814	0,2000	0,1927	0,1728	0,1490	0,1260	0,1059	0,0893	0,0760	0,0654	0,0570	0,0501	0,0444	0,0394
12,0	0,0000	0,1257	0,1868	0,2058	0,1982	0,1774	0,1522	0,1276	0,1060	0,0883	0,0741	0,0630	0,0544	0,0476	0,0422	0,0378
12,5	0,0000	0,1294	0,1923	0,2110	0,2042	0,1828	0,1566	0,1309	0,1080	0,0889	0,0737	0,0618	0,0526	0,0455	0,0401	0,0358
13,0	0,0000	0,1311	0,1970	0,2177	0,2102	0,1886	0,1619	0,1353	0,1114	0,0913	0,0750	0,0621	0,0522	0,0446	0,0387	0,0342
13,5	0,0000	0,1294	0,1999	0,2228	0,2157	0,1940	0,1670	0,1401	0,1157	0,0948	0,0777	0,0640	0,0532	0,0449	0,0385	0,0336
14,0	0,0000	0,1247	0,2009	0,2272	0,2207	0,1986	0,1713	0,1442	0,1197	0,0986	0,0810	0,0668	0,0554	0,0465	0,0395	0,0340
14,5	0,0000	0,1203	0,2011	0,2309	0,2250	0,2020	0,1739	0,1464	0,1220	0,1011	0,0838	0,0695	0,0579	0,0486	0,0412	0,0353
15,0	0,0000	0,1235	0,2038	0,2349	0,2287	0,2042	0,1745	0,1463	0,1218	0,1014	0,0847	0,0710	0,0598	0,0506	0,0431	0,0370

Продолжение таблицы I

Ев	3,2	3,4	3,6	3,8	4,0	4,2	4,4	4,6	4,8	5,0	5,2	5,4	5,6	5,8	6,0
4,0	0,0366	0,0000													
4,5	0,0478	0,0501	0,0538	0,0218	0,0000										
5,0	0,0312	0,0232	0,0312	0,0434	0,0287	0,0187	0,0000								
5,5	0,0354	0,0308	0,0254	0,0194	0,0252	0,0264	0,0295	0,0166	0,0135	0,0000					
6,0	0,0326	0,0299	0,0273	0,0242	0,0206	0,0162	0,0201	0,0151	0,0285	0,0144	0,0099	0,0000			
6,5	0,0282	0,0258	0,0238	0,0223	0,0207	0,0189	0,0165	0,0135	0,0099	0,0126	0,0187	0,0133	0,0086	0,0089	0,0000
7,0	0,0254	0,0224	0,0202	0,0186	0,0174	0,0165	0,0156	0,0146	0,0132	0,0111	0,0086	0,0101	0,0089	0,0167	0,0174
7,5	0,0244	0,0209	0,0162	0,0162	0,0147	0,0136	0,0128	0,0122	0,0117	0,0112	0,0104	0,0091	0,0073	0,0052	0,0064
8,0	0,0248	0,0209	0,0179	0,0154	0,0135	0,0120	0,0109	0,0101	0,0095	0,0091	0,0088	0,0086	0,0081	0,0074	0,0062
8,5	0,0261	0,0219	0,0185	0,0158	0,0136	0,0118	0,0104	0,0093	0,0084	0,0078	0,0073	0,0070	0,0068	0,0066	0,0064
9,0	0,0278	0,0234	0,0198	0,0168	0,0144	0,0124	0,0108	0,0095	0,0084	0,0075	0,0068	0,0062	0,0058	0,0055	0,0053
9,5	0,0297	0,0252	0,0213	0,0182	0,0155	0,0134	0,0116	0,0101	0,0089	0,0079	0,0070	0,0063	0,0057	0,0052	0,0048
10,0	0,0316	0,0270	0,0230	0,0196	0,0168	0,0145	0,0126	0,0110	0,0097	0,0086	0,0076	0,0068	0,0061	0,0055	0,0049
10,5	0,0335	0,0287	0,0247	0,0212	0,0182	0,0156	0,0136	0,0118	0,0104	0,0093	0,0083	0,0075	0,0067	0,0060	0,0054
11,0	0,0348	0,0302	0,0262	0,0226	0,0195	0,0169	0,0146	0,0127	0,0112	0,0099	0,0089	0,0080	0,0073	0,0066	0,0060
11,5	0,0360	0,0310	0,0273	0,0239	0,0208	0,0181	0,0157	0,0136	0,0119	0,0105	0,0094	0,0084	0,0077	0,0071	0,0065
12,0	0,0340	0,0306	0,0274	0,0245	0,0217	0,0192	0,0168	0,0146	0,0128	0,0112	0,0099	0,0088	0,0080	0,0073	0,0068
12,5	0,0323	0,0293	0,0266	0,0242	0,0219	0,0197	0,0175	0,0155	0,0136	0,0120	0,0105	0,0092	0,0082	0,0074	0,0068
13,0	0,0306	0,0278	0,0254	0,0233	0,0214	0,0195	0,0178	0,0160	0,0143	0,0127	0,0112	0,0098	0,0087	0,0077	0,0069
13,5	0,0297	0,0267	0,0243	0,0222	0,0205	0,0189	0,0174	0,0160	0,0145	0,0131	0,0118	0,0105	0,0092	0,0082	0,0074
14,0	0,0298	0,0264	0,0237	0,0216	0,0197	0,0182	0,0168	0,0156	0,0144	0,0132	0,0120	0,0109	0,0097	0,0086	0,0076
14,5	0,0306	0,0269	0,0239	0,0215	0,0195	0,0178	0,0164	0,0151	0,0140	0,0130	0,0120	0,0110	0,0100	0,0090	0,0081
15,0	0,0321	0,0280	0,0247	0,0220	0,0197	0,0178	0,0163	0,0149	0,0137	0,0127	0,0118	0,0109	0,0100	0,0092	0,0084

Продолжение таблицы I

$E_0 \backslash E_{in}$	6,2	6,4	6,6	6,8	7,0	7,2	7,4	7,6	7,8	8,0	8,2	8,4	8,6	8,8	9,0
7,0	0,0069	0,0000													
7,5	0,0125	0,0008	0,0047	0,0062	0,0000										
8,0	0,0047	0,0057	0,0054	0,0099	0,0040	0,0078	0,0000								
8,5	0,0059	0,0052	0,0042	0,0029	0,0034	0,0090	0,0034	0,0026	0,0072	0,0000					
9,0	0,0051	0,0050	0,0048	0,0043	0,0036	0,0027	0,0031	0,0035	0,0046	0,0023	0,0038	0,0000			
9,5	0,0045	0,0043	0,0041	0,0040	0,0038	0,0036	0,0031	0,0025	0,0017	0,0019	0,0069	0,0019	0,0013	0,0041	0,0000
10,0	0,0045	0,0041	0,0038	0,00345	0,0034	0,0032	0,0031	0,0030	0,0027	0,0022	0,0016	0,0018	0,0024	0,0024	0,0012
10,5	0,0049	0,0044	0,0040	0,0036	0,0033	0,0030	0,0028	0,0027	0,0026	0,0024	0,0023	0,0020	0,0015	0,0010	0,0014
11,0	0,0055	0,0050	0,0045	0,0040	0,0036	0,0032	0,0029	0,0027	0,0025	0,0023	0,0022	0,0021	0,0019	0,0017	0,0014
11,5	0,0060	0,0055	0,0050	0,0046	0,0041	0,0037	0,0033	0,0030	0,0027	0,0024	0,0022	0,0020	0,0019	0,0018	0,0016
12,0	0,0063	0,0059	0,0055	0,0051	0,0047	0,0043	0,0039	0,0035	0,0031	0,0028	0,0025	0,0022	0,0020	0,0018	0,0017
12,5	0,0063	0,0060	0,0056	0,0053	0,0050	0,0047	0,0043	0,0040	0,0036	0,0033	0,0029	0,0026	0,0023	0,0021	0,0018
13,0	0,0063	0,0058	0,0054	0,0050	0,0047	0,0044	0,0042	0,0040	0,0037	0,0035	0,0033	0,0031	0,0028	0,0026	0,0023
13,5	0,0067	0,0061	0,0056	0,0052	0,0049	0,0046	0,0043	0,0041	0,0039	0,0036	0,0034	0,0032	0,0030	0,0027	0,0025
14,0	0,0068	0,0062	0,0056	0,0052	0,0048	0,0046	0,0043	0,0041	0,0039	0,0037	0,0035	0,0034	0,0032	0,0030	0,0028
14,5	0,0074	0,0067	0,0061	0,0055	0,0050	0,0046	0,0042	0,0039	0,0036	0,0034	0,0032	0,0031	0,0030	0,0028	0,0027
15,0	0,0076	0,0068	0,0060	0,0053	0,0048	0,0044	0,0041	0,0039	0,0037	0,0035	0,0033	0,0032	0,0031	0,0030	0,0029

Продолжение таблицы I

$E_0 \backslash E_{in}$	9,2	9,4	9,6	9,8	10,0	10,2	10,4	10,6	10,8	11,0	11,2	11,4	11,6	11,8	12,0
10,0	0,0030	0,0000													
10,5	0,0011	0,0043	0,0012	0,0010	0,0000										
11,0	0,0010	0,0011	0,0018	0,0013	0,0007	0,0024	0,0000								
11,5	0,0015	0,0013	0,0010	0,0007	0,0007	0,0022	0,0008	0,0009	0,0000						
12,0	0,0015	0,0014	0,0013	0,0012	0,0009	0,0007	0,0007	0,0014	0,0008	0,0005	0,0018	0,0000			
12,5	0,0016	0,0015	0,0014	0,0013	0,0012	0,0010	0,0009	0,0007	0,0005	0,0005	0,0011	0,0006	0,0008	0,0000	
13,0	0,0021	0,0019	0,0017	0,0014	0,0013	0,0011	0,0010	0,0009	0,0008	0,0007	0,0005	0,0005	0,0011	0,0005	0,0003
13,5	0,0023	0,0021	0,0019	0,0017	0,0015	0,0014	0,0012	0,0010	0,0009	0,0008	0,0007	0,0006	0,0004	0,0003	0,0004
14,0	0,0027	0,0025	0,0023	0,0020	0,0017	0,0015	0,0013	0,0012	0,0010	0,0009	0,0008	0,0008	0,0007	0,0006	0,0005
14,5	0,0026	0,0024	0,0023	0,0021	0,0019	0,0018	0,0016	0,0014	0,0012	0,0011	0,0010	0,0009	0,0008	0,0007	0,0006
15,0	0,0027	0,0026	0,0025	0,0024	0,0023	0,0021	0,0019	0,0018	0,0016	0,0014	0,0012	0,0010	0,0009	0,0008	0,0007
	12,2	12,4	12,6	12,8	13,0	13,2	13,4	13,6	13,8	14,0	14,2	14,4	14,6	14,8	15,0
13,0	0,0018	0,0000													
13,5	0,0006	0,0003	0,0008	0,0000											
14,0	0,0003	0,0003	0,0010	0,0003	0,0002	0,0004	0,0000								
14,5	0,0005	0,0004	0,0003	0,0002	0,0002	0,0003	0,0002	0,0008	0,0000						
15,0	0,0006	0,0006	0,0005	0,0004	0,0003	0,0002	0,0002	0,0007	0,0002	0,0002	0,0000				

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ

Н.О.Базазянц, В.Л.Попов

В настоящем разделе приведены результаты экспериментальных работ по угловому распределению упруго рассеянных нейтронов, представленные в публикациях, появившихся в основном в 1966 - 1967 годах. Эти данные дополняют информацию, содержащуюся в предшествующих выпусках Бюллетеня [15]

Краткие сведения о методиках экспериментальных работ, результаты которых здесь помещаются, даны в таблице 8.

Ниже приводится полный список цитируемой литературы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E.Barnard, A.T.G. Ferguson, W.R. McMurray, I.J.Van Heerden. Nucl. Phys. 80, 46 (1966).
2. В.Ноор, Н.Н.Барсхалл. Nucl. Phys., 83, 65 (1966).
3. J.Roturier, L.Irigaray, G.Y.Petit, C.R.Aoad. Sci., 260, 4491 (1965).
4. A.Jacquot, C.Rousseau. Nucl. Phys., 84, 239 (1966).
5. J.L.Fowler. Phys., Rev., 147, 870 (1966).
6. В.И.Попов, В.М.Случевская, В.И.Трыкова. Доклад на 17^{ом} ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Харьков. 1967.
7. G.C.Bonazzola, E.Chivavassa. Nucl. Phys., 86, 378 (1966).
8. G.T.Western, J.E.Williams, H.G.Carter. Conference on Neutron Cross Section Technology, CONF-660303, Book 2, p. 675, Washington, 1966.
9. R.L.Becker, W.G.Guindon, G.J.Smith. Nucl. Phys., 89, 154 (1966).
10. J.C.Hopkins. Conference on Neutron Cross Section Technology, CONF-660303, Book 2, p. 634, Washington, 1966.
11. J.L.Fowler, C.H.Johnson, R.L.Kernell. Conference on Neutron Cross Section Technology, CONF-660303, Book 2, p. 653, Washington, 1966.
12. S.G.Buccino, G.E.Hellensworth, F.R.Revington. B. Phys., 196, 103 (1966).
13. W.G.Vonach, A.B.Smith. Nucl. Phys., 78, 389 (1966).
14. J.P.Ghien, A.B.Smith. Nucl. Sci. and Eng., 26, 500 (1966).
15. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Выпуски I, II, III. 1964, 1965, 1966.

СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТЫ
ПРИ ПОЛИНОМАХ ЛЕЖАНДРА

$$\frac{d b_n}{d \Omega} = \frac{b_n}{4\pi} \left[1 + \sum \omega_i P_i(\cos \theta_{\text{наб}}) \right]$$

Б е р и л л и й [. .]

Таблица I

E_n МэВ	b_n	ω_1	$\delta\omega_1$	ω_2	$\delta\omega_2$	ω_3	$\delta\omega_3$	ω_4	$\delta\omega_4$
0,450	3,95	0,044	0,015	-0,029	0,024	-0,077	0,032	0,073	0,033
0,500	3,86	-0,090	0,016	0,079	0,024	0,017	0,031	-0,003	0,035
0,550	3,87	0,111	0,021	-0,064	0,030	-0,033	0,039	0,038	0,044
0,562	3,57	0,314	0,004	-0,100	0,006	-0,029	0,007	-0,096	0,010
0,587	3,55	0,408	0,015	-0,211	0,022	-0,057	0,027	0,001	0,037
0,600	4,33	0,118	0,027	0,037	0,046	0,099	0,053	0,035	0,069
0,612	4,35	0,282	0,004	0,275	0,006	-0,057	0,007	-0,003	0,009
0,625	6,38	0,049	0,034	0,443	0,049	-0,087	0,064	-0,026	0,072
0,637	4,35	0,262	0,048	0,565	0,069	0,061	0,084	-0,193	0,012
0,662	3,36	0,377	0,033	0,527	0,047	0,194	0,057	0,085	0,078
0,687	3,34	0,442	0,056	0,533	0,082	0,224	0,100	0,144	0,014
0,712	3,09	0,466	0,021	0,471	0,030	0,286	0,037	0,053	0,049
0,725	3,23	0,327	0,015	0,358	0,021	0,139	0,029	0,036	0,033
0,737	3,16	0,414	0,044	0,273	0,064	0,132	0,078	-0,063	0,105
0,762	3,13	0,439	0,023	0,249	0,034	0,005	0,041	-0,162	0,056
0,787	3,13	0,434	0,015	0,263	0,023	-0,021	0,028	-0,069	0,038
0,812	3,47	0,517	0,026	0,254	0,039	-0,019	0,047	-0,132	0,064
0,825	4,18	0,664	0,019	0,200	0,028	-0,025	0,037	-0,027	0,042
0,837	3,43	0,761	0,031	0,221	0,045	-0,040	0,055	-0,088	0,076
0,875	3,82	0,700	0,034	0,271	0,050	-0,090	0,066	0,256	0,074
0,900	3,48	0,758	0,081	0,315	0,118	0,196	0,155	-0,036	0,174

Таблица I (Продолжение)

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,912	3,49	0,710	0,032	0,294	0,047	0,144	0,057	0,161	0,078
0,975	3,51	0,588	0,052	0,262	0,076	0,121	0,099	0,075	0,111
1,000	3,21	0,763	0,051	0,362	0,074	0,126	0,097	0,002	0,109
1,062	3,06	0,708	0,020	0,217	0,029	-0,075	0,036	-0,043	0,049
1,100	3,21	0,733	0,014	0,223	0,020	0,019	0,026	0,020	0,029
1,150	2,78	0,887	0,023	0,352	0,034	0,100	0,045	0,115	0,050
1,200	3,11	0,786	0,017	0,253	0,025	0,039	0,033	0,003	0,037
1,250	2,78	0,873	0,020	0,259	0,029	0,087	0,039	-0,036	0,044
1,300	2,52	0,853	0,016	0,360	0,035	0,135	0,032	0,020	0,040
1,400	2,40	0,854	0,019	0,398	0,028	0,047	0,037	-0,059	0,041
1,450	2,22	0,809	0,014	0,453	0,020	0,148	0,027	0,058	0,030
1,500	2,05	0,851	0,023	0,406	0,033	0,116	0,043	0,091	0,048

Н а т р и й [17]

Таблица 2

E_{nM36}	ω_n	ω_1	$\delta\omega_1$	ω_2	$\delta\omega_2$	ω_3	$\delta\omega_3$	ω_4	$\delta\omega_4$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,300	4,01	0,180	0,048	0,100	0,075	-0,110	0,093	0,017	0,130
0,350	3,18	0,172	0,034	0,050	0,057	0,071	0,066	-0,022	0,085
0,400	4,62	0,542	0,031	0,118	0,053	-0,022	0,060	-0,099	0,078
0,450	3,94	0,270	0,021	0,201	0,031	0,024	0,041	0,066	0,058
0,500	2,50	0,179	0,012	0,027	0,019	0,039	0,024	0,028	0,034
0,550	3,63	-0,037	0,011	0,062	0,018	-0,008	0,021	0,063	0,031
0,600	4,51	0,221	0,046	0,211	0,078	0,129	0,089	-0,028	0,116
0,650	4,35	0,203	0,022	0,397	0,038	0,066	0,043	0,019	0,056

Таблица 2 (Продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,700	6,81	0,638	0,024	0,810	0,041	0,000	0,047	0,013	0,061
0,750	5,45	1,129	0,035	0,666	0,054	0,135	0,068	0,131	0,084
0,800	5,23	1,069	0,075	0,725	0,115	0,195	0,146	0,241	0,177
0,850	3,94	1,131	0,037	0,475	0,064	0,179	0,073	-0,060	0,095
0,900	4,42	0,929	0,024	0,376	0,038	0,121	0,048	0,032	0,059
0,950	4,06	0,996	0,036	0,324	0,055	-0,025	0,070	0,010	0,085
1,000	3,34	1,173	0,025	0,709	0,038	0,193	0,048	0,321	0,059
1,050	3,31	1,023	0,064	0,428	0,100	0,047	0,124	0,048	0,173
1,100	3,85	1,035	0,075	0,939	0,119	0,414	0,152	0,327	0,184
1,150	3,12	1,180	0,010	0,514	0,017	0,133	0,020	0,058	0,026
1,200	2,75	1,237	0,020	0,558	0,034	0,113	0,039	-0,106	0,059
1,250	3,19	1,069	0,016	0,993	0,027	0,286	0,031	0,081	0,039
1,300	2,60	0,769	0,029	0,517	0,049	0,139	0,056	0,069	0,073
1,350	2,97	1,117	0,026	0,603	0,045	0,224	0,051	0,006	0,066
1,400	2,79	0,993	0,014	0,647	0,025	0,158	0,028	0,076	0,037
1,450	2,57	1,050	0,053	0,696	0,086	0,326	0,104	0,271	0,142
1,500	2,06	0,877	0,046	0,527	0,079	0,211	0,089	-0,066	0,135

А л ю м и н и й [17]

Таблица 3

E_{n_2} МэВ	b_n	ω_1	$\delta\omega_1$	ω_2	$\delta\omega_2$	ω_3	$\delta\omega_3$	ω_4	$\delta\omega_4$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,300	3,53	0,369	0,044	0,054	0,066	0,096	0,084	-0,039	0,095
0,350	3,34	0,290	0,031	0,039	0,046	0,015	0,060	0,030	0,067

177

Таблица 3 (Продолжение)

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,400	2,95	0,537	0,023	0,121	0,033	0,075	0,043	0,015	0,049
0,450	4,94	0,380	0,019	0,110	0,028	0,008	0,037	0,088	0,042
0,525	4,02	0,669	0,034	0,101	0,049	0,027	0,065	-0,015	0,073
0,550	4,26	0,656	0,055	0,218	0,080	0,054	0,105	0,127	0,117
0,600	3,86	0,831	0,032	0,274	0,047	0,009	0,062	0,010	0,069
0,650	4,64	0,804	0,063	0,287	0,092	0,073	0,121	0,052	0,136
0,725	3,55	0,625	0,032	0,301	0,047	-0,171	0,062	0,107	0,069
0,750	4,24	0,559	0,033	0,313	0,048	-0,105	0,063	0,064	0,071
0,775	4,38	0,419	0,036	0,243	0,052	-0,006	0,068	0,041	0,077
0,800	6,10	0,927	0,021	0,302	0,031	-0,331	0,041	0,013	0,046
0,850	4,20	0,877	0,026	0,380	0,039	-0,070	0,050	0,040	0,057
0,875	4,58	0,915	0,052	0,470	0,076	0,053	0,100	0,119	0,011
0,900	3,34	1,173	0,054	0,579	0,079	0,157	0,104	0,118	0,116
0,950	2,99	0,942	0,013	0,439	0,019	0,080	0,026	0,011	0,028
0,975	3,34	0,893	0,012	0,215	0,023	-0,008	0,029	-0,048	0,036
1,050	3,65	0,879	0,015	0,477	0,022	0,108	0,029	0,017	0,032
1,100	3,11	0,764	0,019	0,332	0,028	0,123	0,037	-0,049	0,041
1,150	3,90	1,044	0,061	0,746	0,090	0,182	0,118	0,240	0,133
1,200	4,43	1,128	0,012	0,613	0,017	-0,008	0,022	0,076	0,025
1,250	3,40	1,029	0,021	0,460	0,030	0,059	0,039	0,021	0,045
1,300	2,65	1,004	0,045	0,666	0,073	0,133	0,092	-0,089	0,114
1,350	2,45	0,904	0,028	0,455	0,042	0,088	0,054	-0,069	0,061
1,400	3,28	0,982	0,028	0,528	0,041	-0,018	0,054	0,088	0,060
1,450	3,07	1,127	0,017	0,666	0,025	0,137	0,033	0,128	0,037
1,500	2,74	0,952	0,012	0,347	0,018	0,030	0,022	0,061	0,025

Серебро [18]

Таблица 4

$\frac{E}{\mu\text{эВ}}$	ϵ	ω_1	$\delta\omega_1$	ω_2	$\delta\omega_2$	ω_3	$\delta\omega_3$	ω_4	$\delta\omega_4$	ω_5	$\delta\omega_5$
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,300	7,99	0,781	0,045	0,366	0,063	0,098	0,080	-0,033	0,089	-0,011	0,092
0,350	6,81	0,866	0,055	0,483	0,079	0,113	0,100	0,058	0,113	0,036	0,114
0,400	6,50	0,933	0,036	0,460	0,050	0,090	0,064	0,071	0,072	0,104	0,071
0,450	6,64	1,024	0,017	0,579	0,024	0,107	0,031	-0,003	0,035	-0,049	0,035
0,500	6,13	1,088	0,033	0,599	0,048	0,075	0,060	0,085	0,065	-0,015	0,065
0,550	5,76	1,194	0,041	0,594	0,058	0,233	0,073	0,134	0,081	0,169	0,084
0,600	5,55	1,259	0,051	0,806	0,073	0,202	0,093	0,089	0,103	-0,018	0,105
0,640	5,75	1,339	0,116	0,675	0,138	0,180	0,215	0,000	0,197	0,128	0,243
0,700	5,39	1,287	0,043	0,819	0,061	0,283	0,077	0,107	0,086	0,094	0,088
0,750	5,65	1,304	0,087	0,785	0,123	0,165	0,157	0,056	0,174	-0,006	0,179
0,800	5,12	1,316	0,013	0,861	0,019	0,224	0,027	0,122	0,032	0,064	0,032
0,850	4,97	1,452	0,052	0,874	0,074	0,254	0,094	0,058	0,104	0,025	0,107
0,900	4,43	1,363	0,036	1,074	0,051	0,217	0,064	0,139	0,071	-0,091	0,073
0,950	4,56	1,437	0,027	1,042	0,038	0,408	0,048	0,182	0,054	0,087	0,055
1,000	4,20	1,547	0,052	1,044	0,074	0,374	0,093	0,129	0,104	0,047	0,106
1,050	4,39	1,483	0,084	1,146	0,011	0,332	0,150	0,131	0,167	-0,035	0,171
1,100	4,40	1,500	0,037	1,111	0,053	0,333	0,067	0,197	0,075	-0,013	0,073
1,150	4,27	1,577	0,023	1,284	0,032	0,515	0,040	0,218	0,045	0,086	0,046
1,200	4,17	1,530	0,025	1,162	0,037	0,466	0,047	0,188	0,052	0,031	0,054
1,250	3,73	1,587	0,040	1,447	0,057	0,627	0,073	0,348	0,081	0,004	0,083
1,300	3,84	1,728	0,048	1,501	0,069	0,744	0,089	0,318	0,098	0,228	0,100
1,350	4,05	1,706	0,023	1,417	0,033	0,643	0,043	0,302	0,046	0,118	0,048
1,400	3,91	1,709	0,022	1,463	0,034	0,707	0,042	0,348	0,047	0,176	0,048
1,450	3,66	1,740	0,062	1,661	0,088	0,866	0,112	0,394	0,124	0,170	0,128

E_n МэВ	ϵ_n	ω_1	$\delta\omega_1$	ω_2	$\delta\omega_2$	ω_3	$\delta\omega_3$	ω_4	$\delta\omega_4$	ω_5	$\delta\omega_5$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,300	7,45	1,014	0,033	0,512	0,047	0,121	0,061	0,084	0,068	0,049	0,064
0,350	7,00	0,921	0,048	0,540	0,068	-0,002	0,087	0,020	0,096	-0,160	0,099
0,400	6,43	1,148	0,035	0,608	0,050	0,077	0,063	0,040	0,070	0,027	0,072
0,450	7,01	1,117	0,028	0,662	0,040	0,212	0,051	0,211	0,056	0,163	0,058
0,500	7,67	1,090	0,025	0,622	0,035	0,083	0,044	0,071	0,089	-0,035	0,050
0,550	6,74	1,243	0,042	0,689	0,060	0,242	0,076	0,119	0,085	0,133	0,086
0,650	7,09	1,178	0,059	0,698	0,084	0,087	0,106	0,033	0,118	-0,096	0,121
0,700	6,93	1,236	0,016	0,864	0,022	0,277	0,028	0,144	0,031	0,090	0,032
0,750	6,77	1,210	0,060	0,866	0,084	0,138	0,104	0,113	0,112	-0,021	0,116
0,800	6,47	1,223	0,027	0,945	0,038	0,195	0,049	0,143	0,054	0,023	0,055
0,850	6,18	1,225	0,021	0,983	0,030	0,241	0,039	0,140	0,043	0,087	0,044
0,900	5,48	1,289	0,066	1,049	0,033	0,400	0,118	0,155	0,131	0,113	0,135
0,950	6,67	1,277	0,053	1,127	0,075	0,279	0,096	0,194	0,106	-0,048	0,109
1,000	6,11	1,216	0,065	1,056	0,091	0,138	0,118	0,073	0,136	-0,186	0,132
1,050	6,07	1,237	0,034	1,114	0,049	0,214	0,063	0,083	0,068	-0,056	0,071
1,100	5,73	1,355	0,009	1,111	0,013	0,327	0,016	0,161	0,018	0,050	0,018
1,150	5,64	1,365	0,055	1,232	0,078	0,464	0,099	0,304	0,110	0,168	0,112
1,200	5,74	1,410	0,029	1,144	0,041	0,373	0,052	0,186	0,057	0,065	0,059
1,250	5,26	1,299	0,064	1,321	0,090	0,389	0,114	0,299	0,126	0,037	0,130
1,300	5,69	1,423	0,049	1,240	0,069	0,386	0,088	0,157	0,098	-0,039	0,100
1,350	4,87	1,385	0,019	1,486	0,027	0,577	0,034	0,434	0,037	0,086	0,039
1,400	4,88	1,423	0,026	1,516	0,037	0,662	0,047	0,372	0,052	0,219	0,053
1,450	4,98	1,536	0,043	1,588	0,061	0,749	0,078	0,464	0,086	0,125	0,089
1,500	4,77	1,587	0,089	1,536	0,125	0,747	0,160	0,431	0,177	0,307	0,182

$E_{n, M36}$	B_n	ω_1	$\delta\omega_1$	ω_2	$\delta\omega_2$	ω_3	$\delta\omega_3$	ω_4	$\delta\omega_4$	ω_5	$\delta\omega_5$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,300	8,14	0,947	0,041	0,597	0,060	0,042	0,079	0,070	0,087	-0,018	0,082
0,350	7,28	0,961	0,024	0,578	0,034	0,101	0,043	0,043	0,047	-0,001	0,049
0,400	6,91	1,043	0,039	0,582	0,055	0,136	0,070	0,025	0,078	0,082	0,080
0,450	7,11	1,153	0,008	0,688	0,011	0,240	0,015	0,015	0,017	0,170	0,100
0,500	6,90	1,141	0,039	0,752	0,056	0,117	0,073	0,062	0,084	0,044	0,087
0,550	7,26	1,107	0,044	0,868	0,006	0,198	0,010	0,182	0,010	-0,031	0,010
0,600	6,46	1,161	0,020	0,786	0,029	0,169	0,037	0,120	0,041	0,026	0,043
0,650	6,72	1,220	0,049	0,796	0,070	0,166	0,089	0,058	0,099	-0,009	0,101
0,700	5,87	1,244	0,038	0,898	0,054	0,209	0,068	0,092	0,076	0,068	0,078
0,750	6,16	1,317	0,052	0,861	0,072	0,226	0,089	0,053	0,096	0,119	0,099
0,800	5,88	1,307	0,030	0,951	0,043	0,242	0,048	0,084	0,061	0,013	0,062
0,850	5,60	1,282	0,023	1,085	0,032	0,248	0,041	0,188	0,046	0,054	0,047
0,900	5,13	1,336	0,073	1,123	0,104	0,385	0,133	0,156	0,147	0,149	0,151
0,950	5,60	1,398	0,052	1,093	0,077	0,299	0,102	0,194	0,112	0,136	0,009
1,000	5,18	1,398	0,025	1,152	0,036	0,357	0,046	0,200	0,051	0,047	0,053
1,050	5,31	1,357	0,033	1,244	0,046	0,327	0,059	0,167	0,066	-0,026	0,063
1,100	5,11	1,386	0,012	1,201	0,018	0,367	0,022	0,251	0,025	0,054	0,026
1,150	5,05	1,429	0,054	1,479	0,077	0,524	0,098	0,381	0,108	0,011	0,116
1,200	4,94	1,501	0,043	1,316	0,061	0,511	0,078	0,310	0,086	0,112	0,089
1,250	4,83	1,529	0,067	1,549	0,095	0,708	0,121	0,404	0,134	0,203	0,138
1,300	5,02	1,470	0,024	1,473	0,034	0,584	0,044	0,353	0,048	0,119	0,049
1,350	4,72	1,644	0,020	1,746	0,028	0,897	0,036	0,559	0,040	0,178	0,041

Таблица 6 (Продолжение)

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1,400	4,29	1,553	0,038	1,785	0,053	0,872	0,067	0,544	0,074	0,160	0,077
1,450	4,53	1,740	0,063	1,744	0,089	1,021	0,113	0,565	0,125	0,341	0,129
1,500	4,25	1,639	0,085	1,535	0,120	0,795	0,153	0,396	0,170	0,350	0,174

Железо [5]

Таблица 7

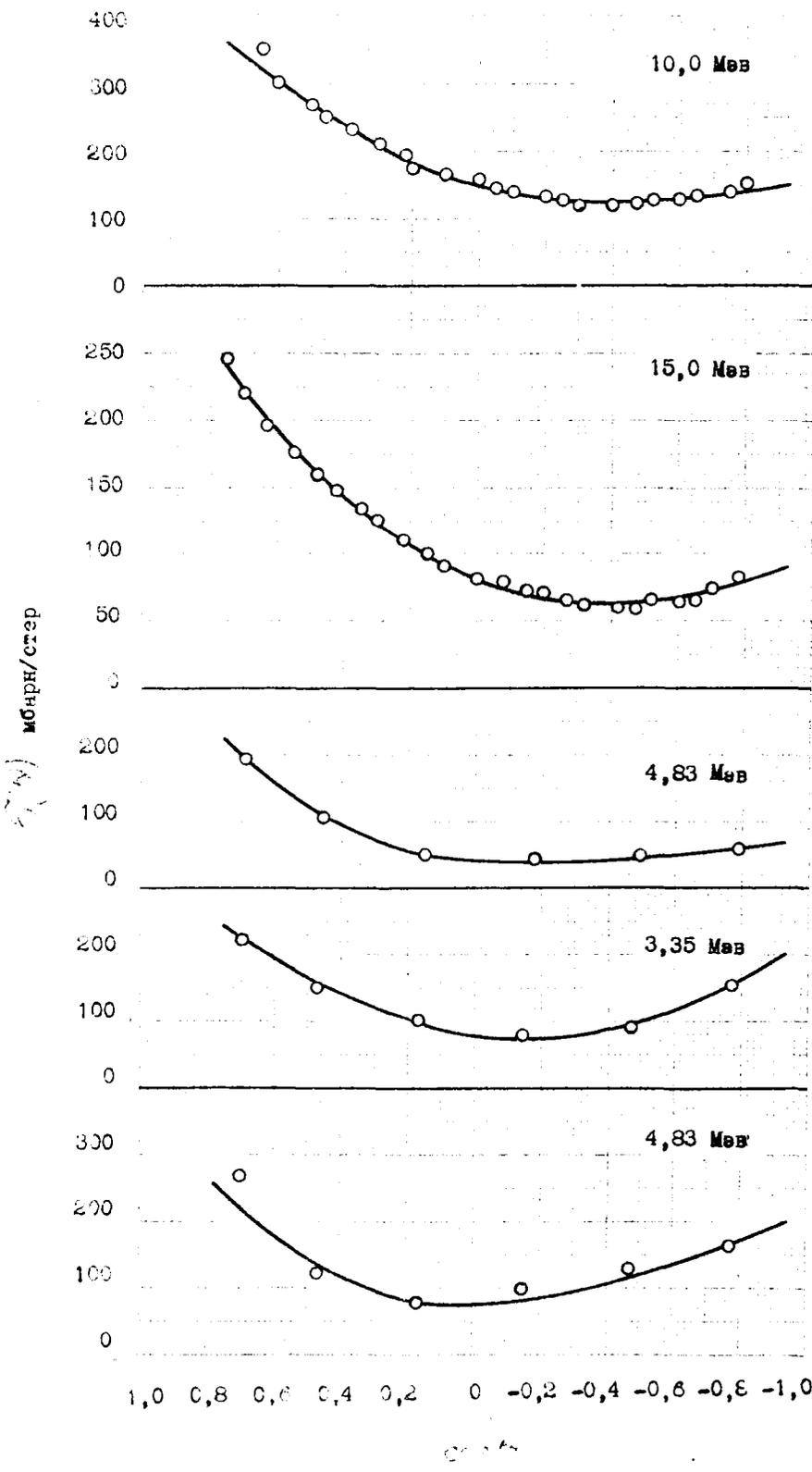
$$\frac{d\epsilon_n}{d\Omega} = \sum_{l=0}^5 A_l P_l(\cos\theta_{n\Omega}); \quad \epsilon_n = 4\pi A_0 \cdot 10^3 \text{ барн.}$$

E_n МэВ	ΔE_n МэВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
0,45	0,14	278,9	116,7	73,7	3,8	6,9	-1,8
0,73	0,13	245	106,1	176,9	22,4	20,6	0,8
1,00	0,12	156,4	137,3	180,6	79,3	22,3	11,0
1,26	0,11	173,8	67,0	224,9	84,0	40,8	8,7
1,51	0,10	163,7	153,3	264,0	141,8	52,1	13,2
1,77	0,10	174,9	155,9	262,8	175,6	68,3	12,6
2,03	0,10	188,6	211,7	311,8	197,6	68,0	4,8
2,28	0,10	190,7	227,8	342,3	220,0	97,7	9,0

Таблица 8.

ДААННЫЕ О МЕТОДИКАХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ

Работа	Метод	ΔE кэв	$\Delta \theta$	Поправка на многократное рассеяние	Поправка на угловое раз- решение	Примечание
I	Время пролета	5 - 8	$\sim \pm 7^\circ$	Введена	Введена	
2	Ядра отдачи в ионизационной камере					
3	Время пролета	~ 80				
4	Время пролета			Введена		Абсолютные сечения даны с точностью $\pm 6\%$.
5	Пороговый сцинтиллятор	2 - 4		Введена	Введена	
6	Пороговый сцинтиллятор	50	6°	Введена	Введена	
7	Время пролета			Оценена. Учтена в ошибке.	Оценена. Учтена в ошибке.	
8	Время пролета		$< 1^\circ$	Оценена как ма- лая		
9	Пороговый сцинтиллятор	100		Введена		
10	Время пролета	~ 100		Введена		
11	Пороговый сцинтиллятор					
12	Время пролета	320	$\sim 15^\circ$	Введена	Частично введена	
13	Время пролета	20		Введена	Оценена как малая	
14	Время пролета	20		Введена	Оценена как малая	



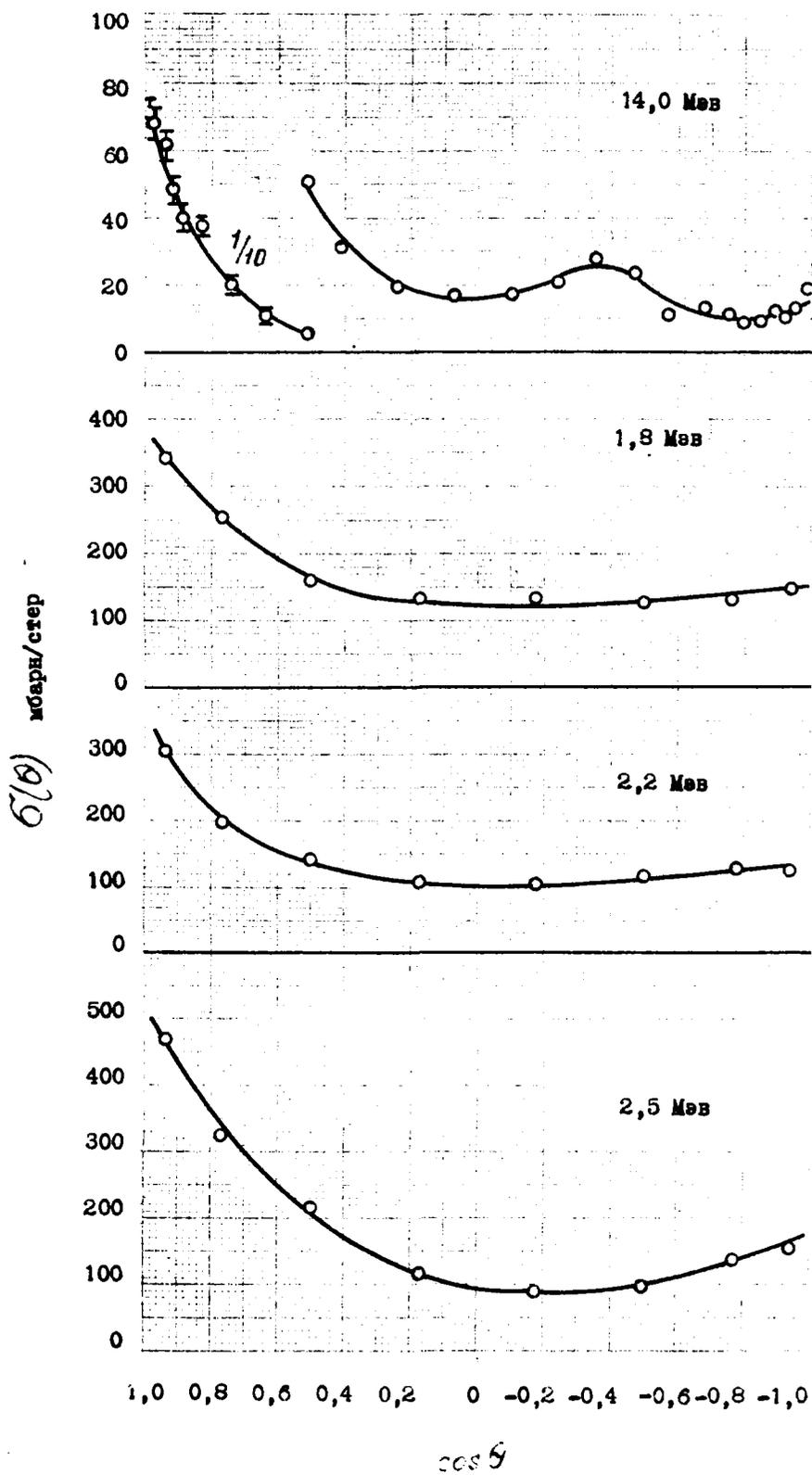
He_2
[2]
 θ_c

He_2
[2]
 θ_c

Li_3^6
[10]
 θ_c

Li_3^7
[10]
 θ_c

Li_3^7
[10]
 θ_c

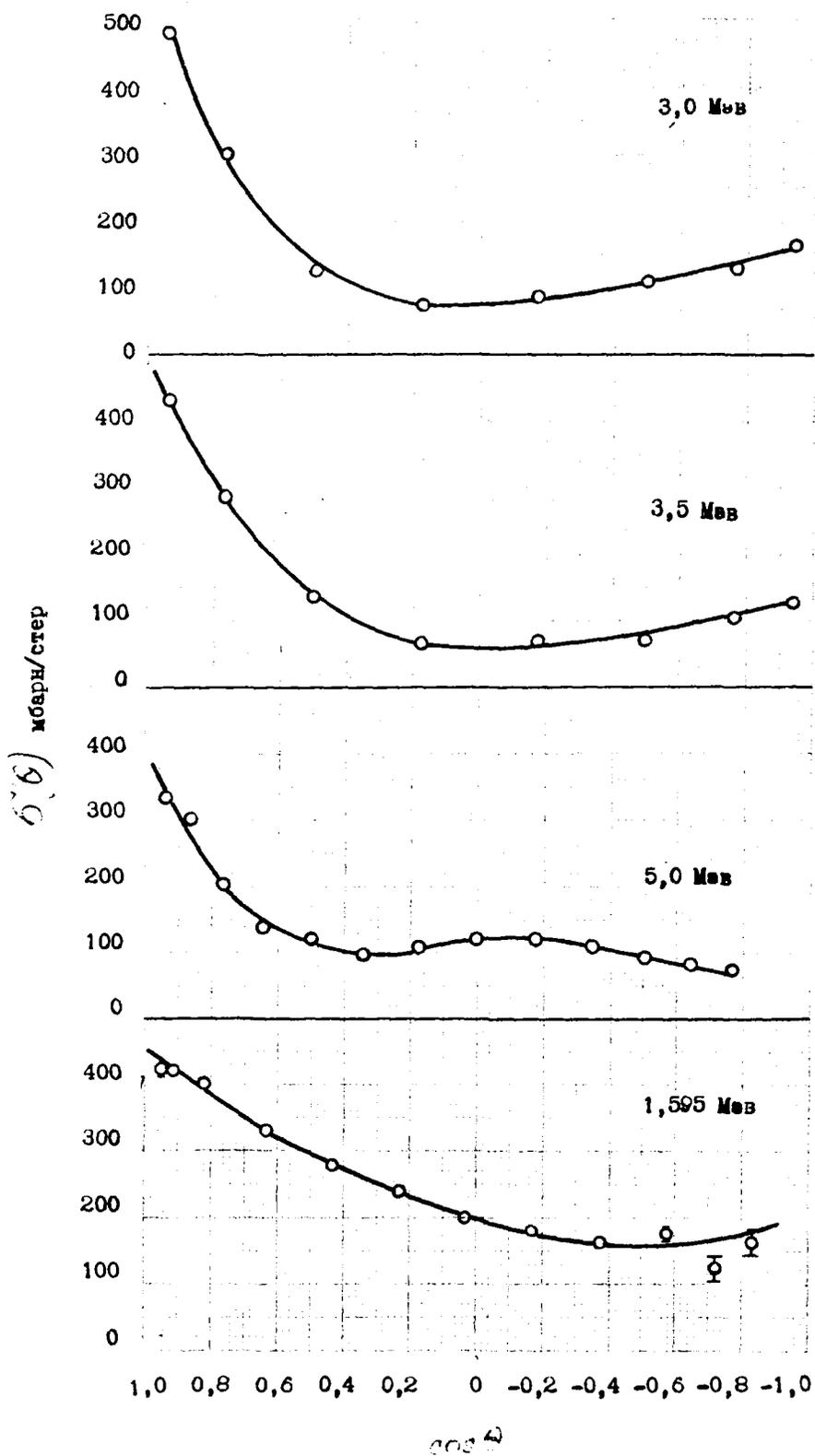


Be₄
[3]
θ_L

B₅
[6]
θ_L

B₅
[6]
θ_L

B₅
[6]
θ_L

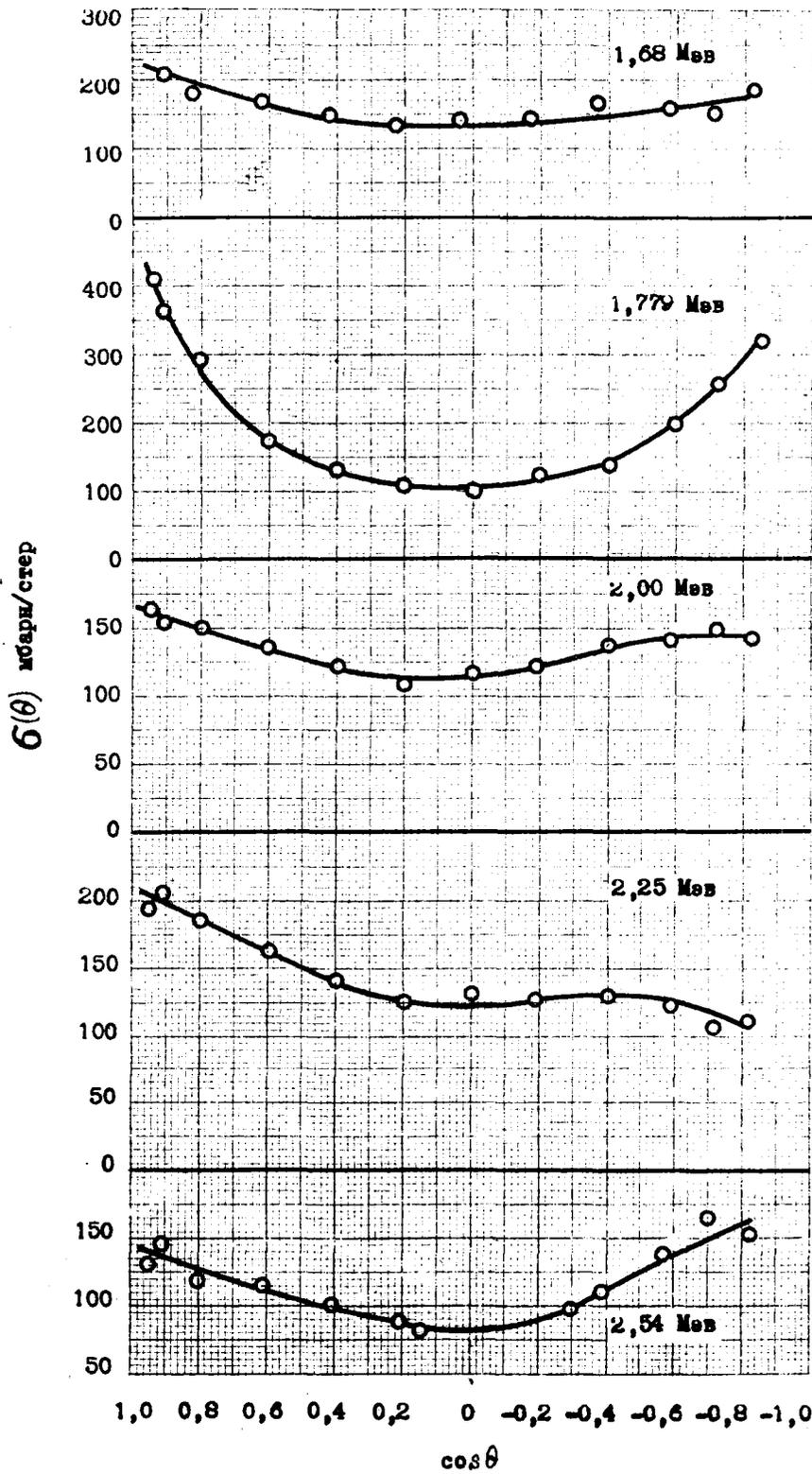


B_5
[6]
 θ_L

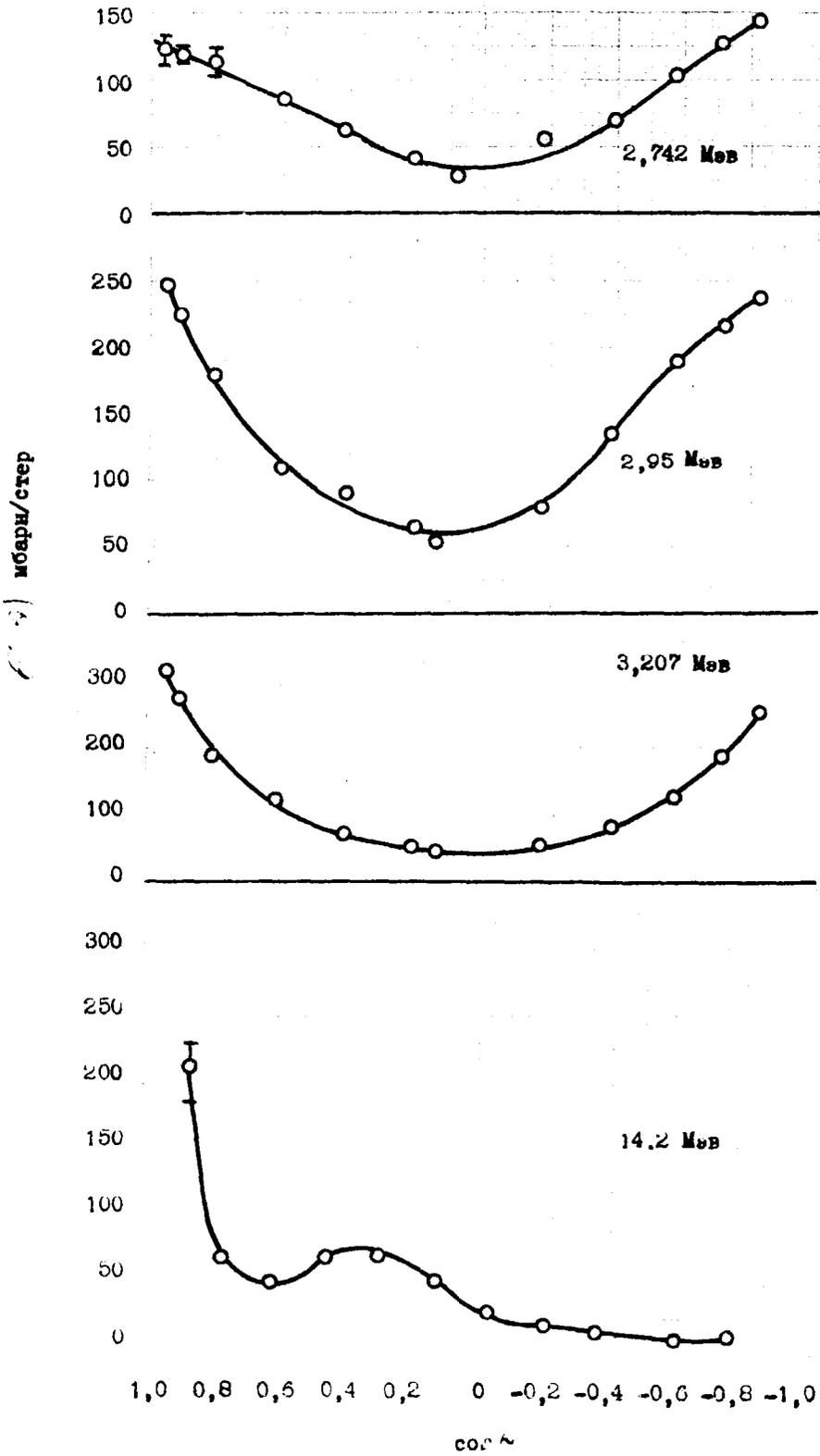
B_5
[6]
 θ_L

C_6
[12]
 θ_c

N_7
[11]
 θ_c



N_7
[11]
 θ_c



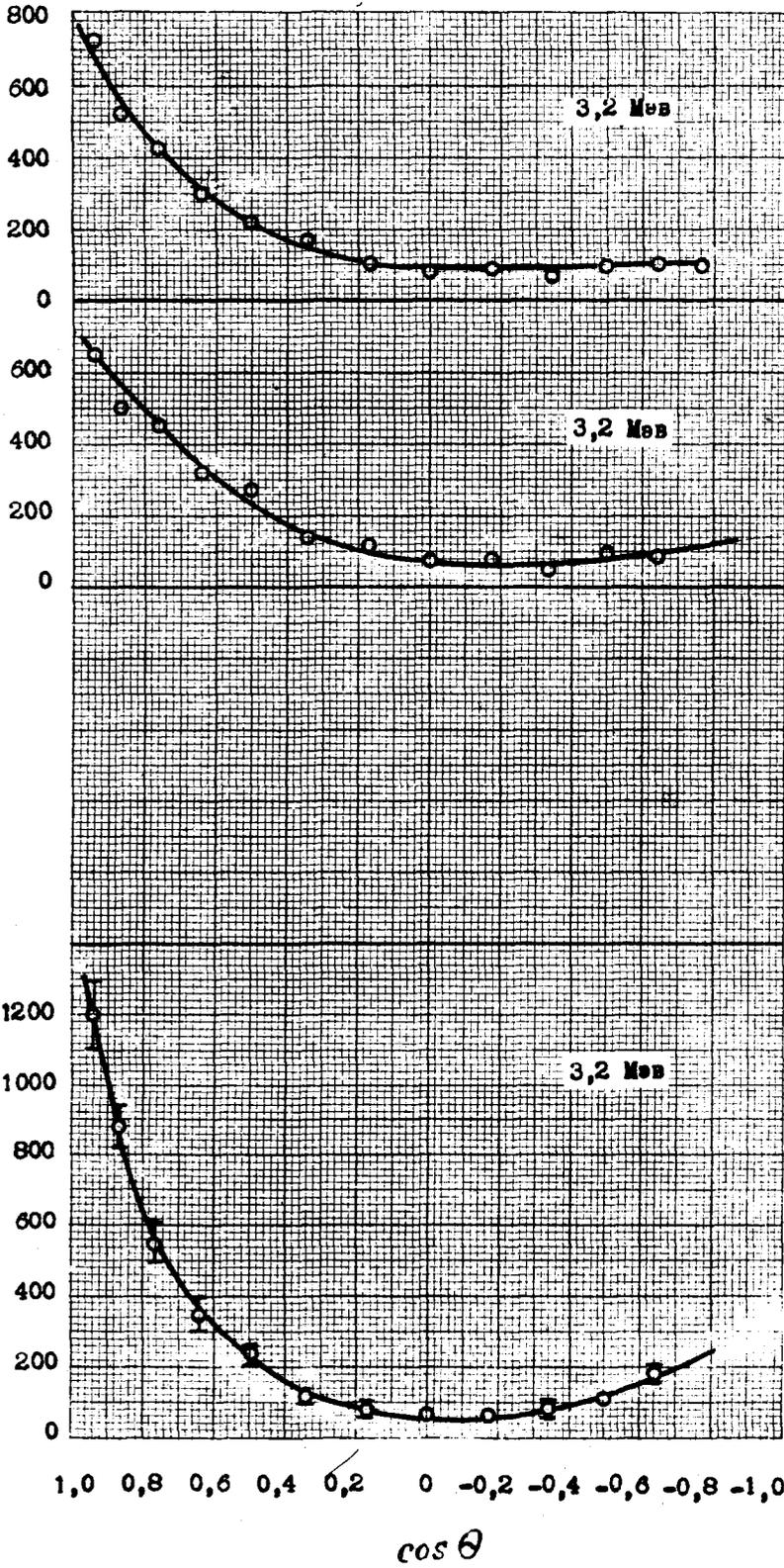
N_7
[11]
 θ_c

N_7
[11]
 θ_c

N_7
[11]
 θ_c

F_9
[7]
 θ_c

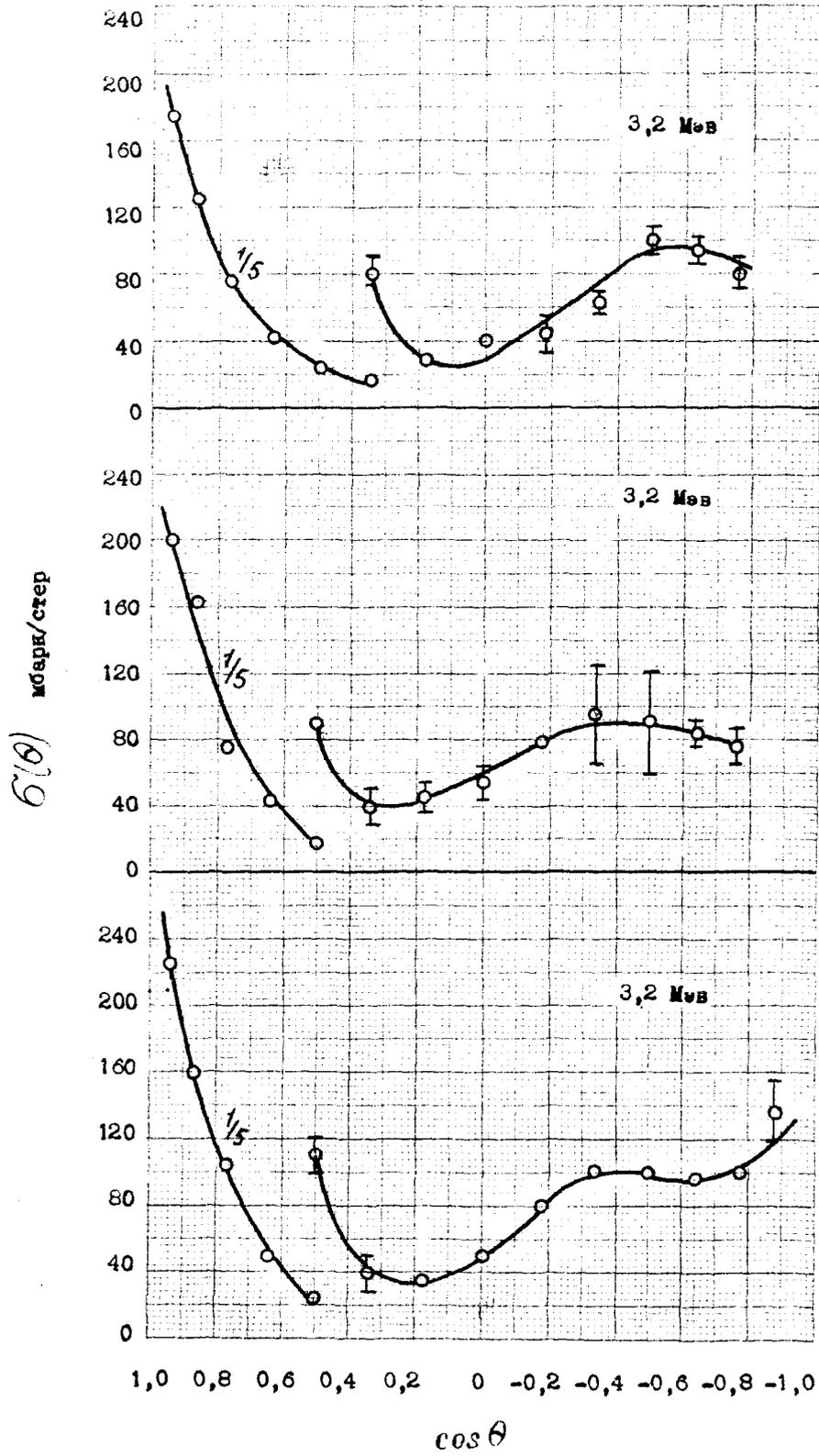
619
мбары/срел



Al₁₃
[9]
 θ_c

Si₁₄
[9]
 θ_c

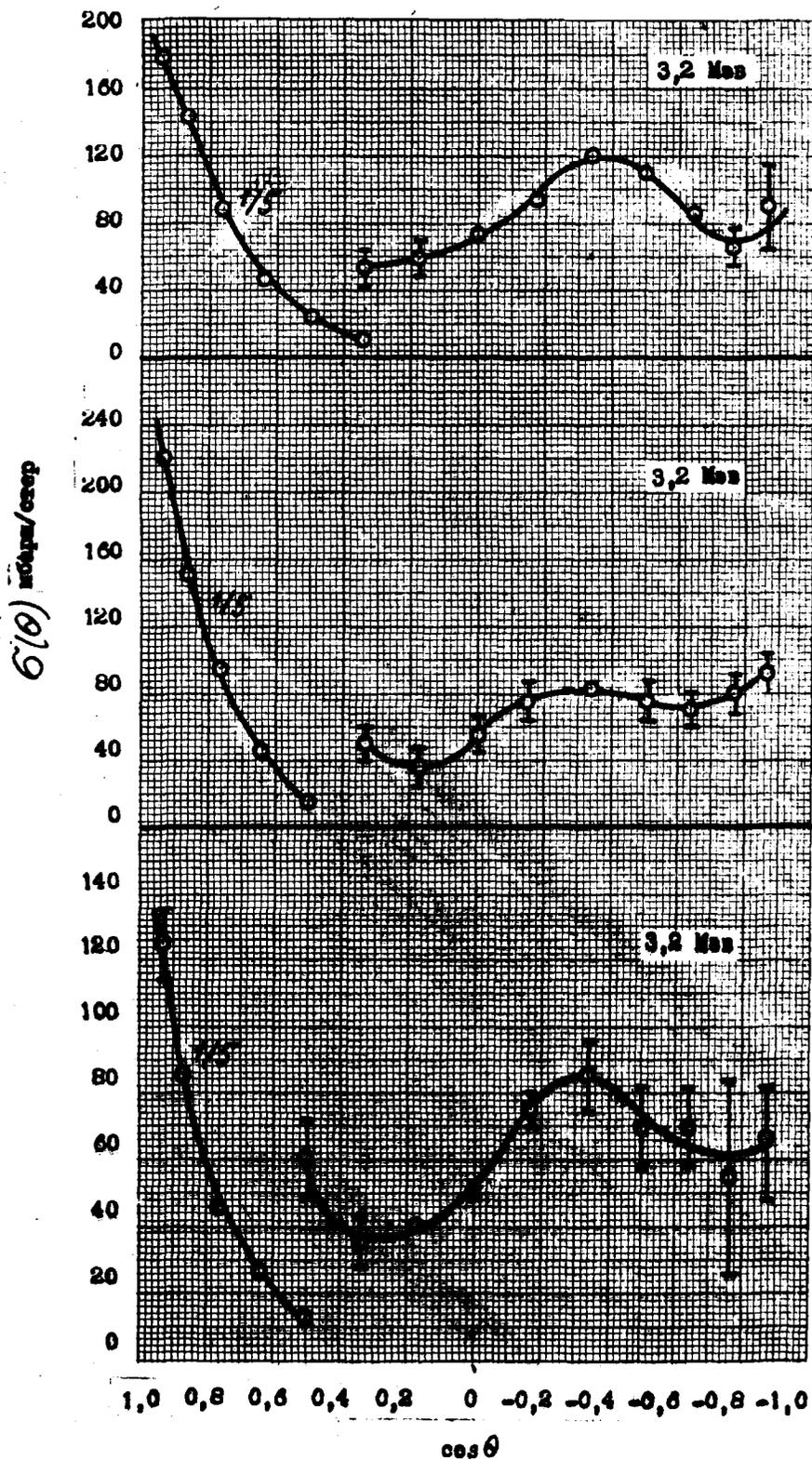
Ca₂₀
[9]
 θ_c



Ti_{22}
[9]
 θ_c

V_{23}^{51}
[9]
 θ_c

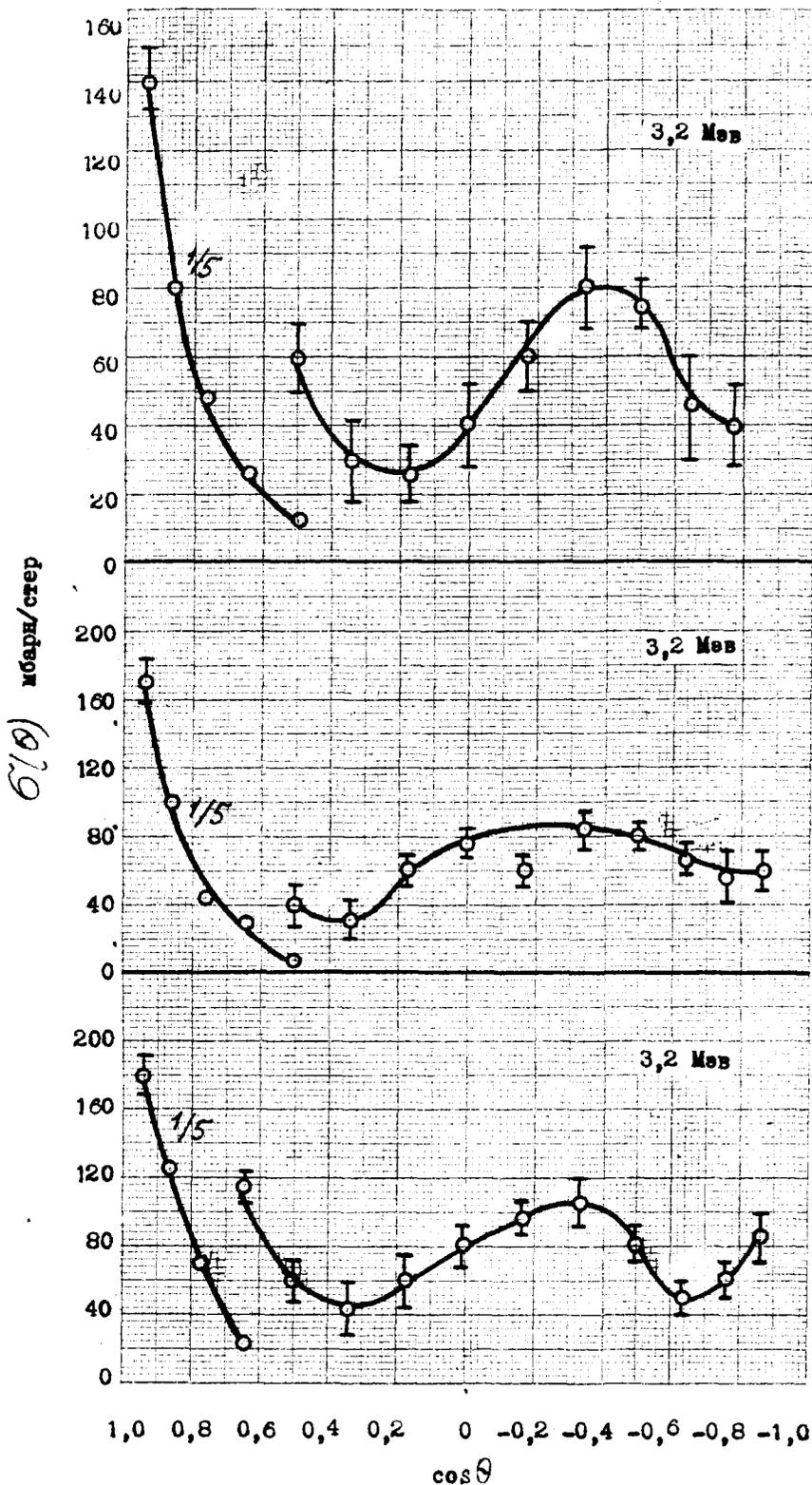
Cr_{24}
[9]
 θ_c



Mn₂₅
[9]
θ_c

Fe₂₆
[9]
θ_c

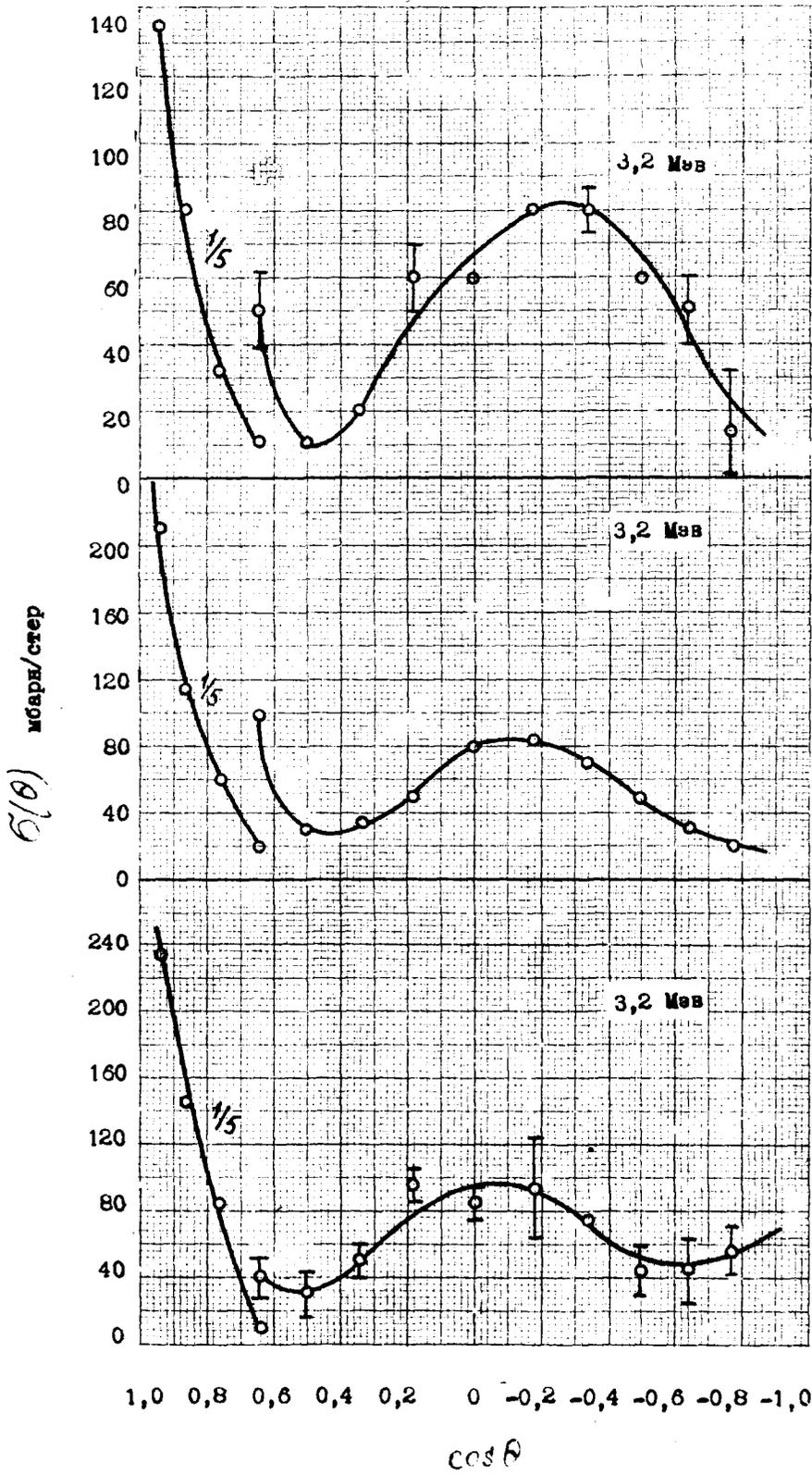
Co₂₇
[9]
θ_c



Ni_{28}
[9]
 θ_c

Cu_{29}
[9]
 θ_c

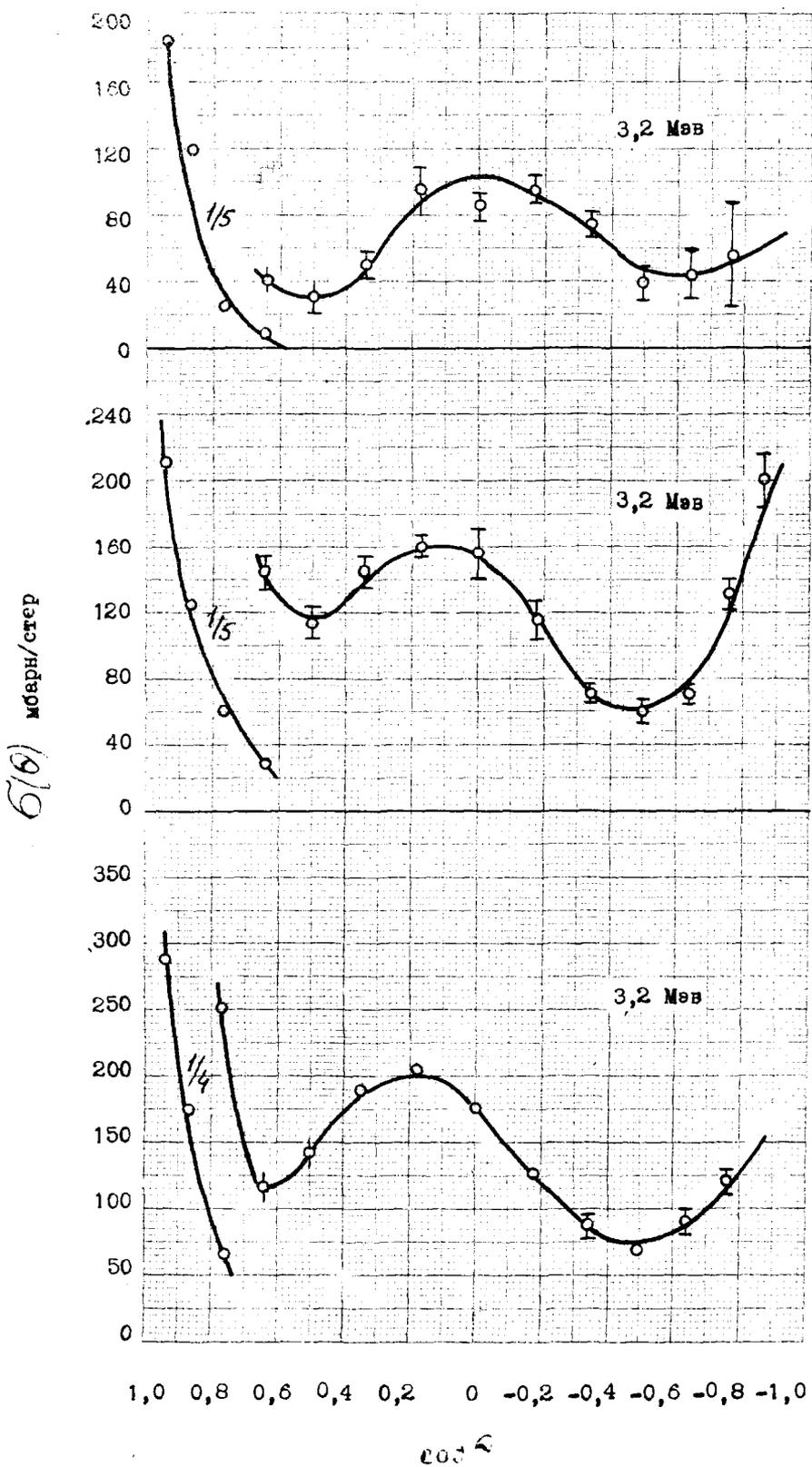
Zn_{30}
[9]
 θ_c



Ga_{31}
[9]
 θ_c

Ge_{32}
[9]
 θ_c

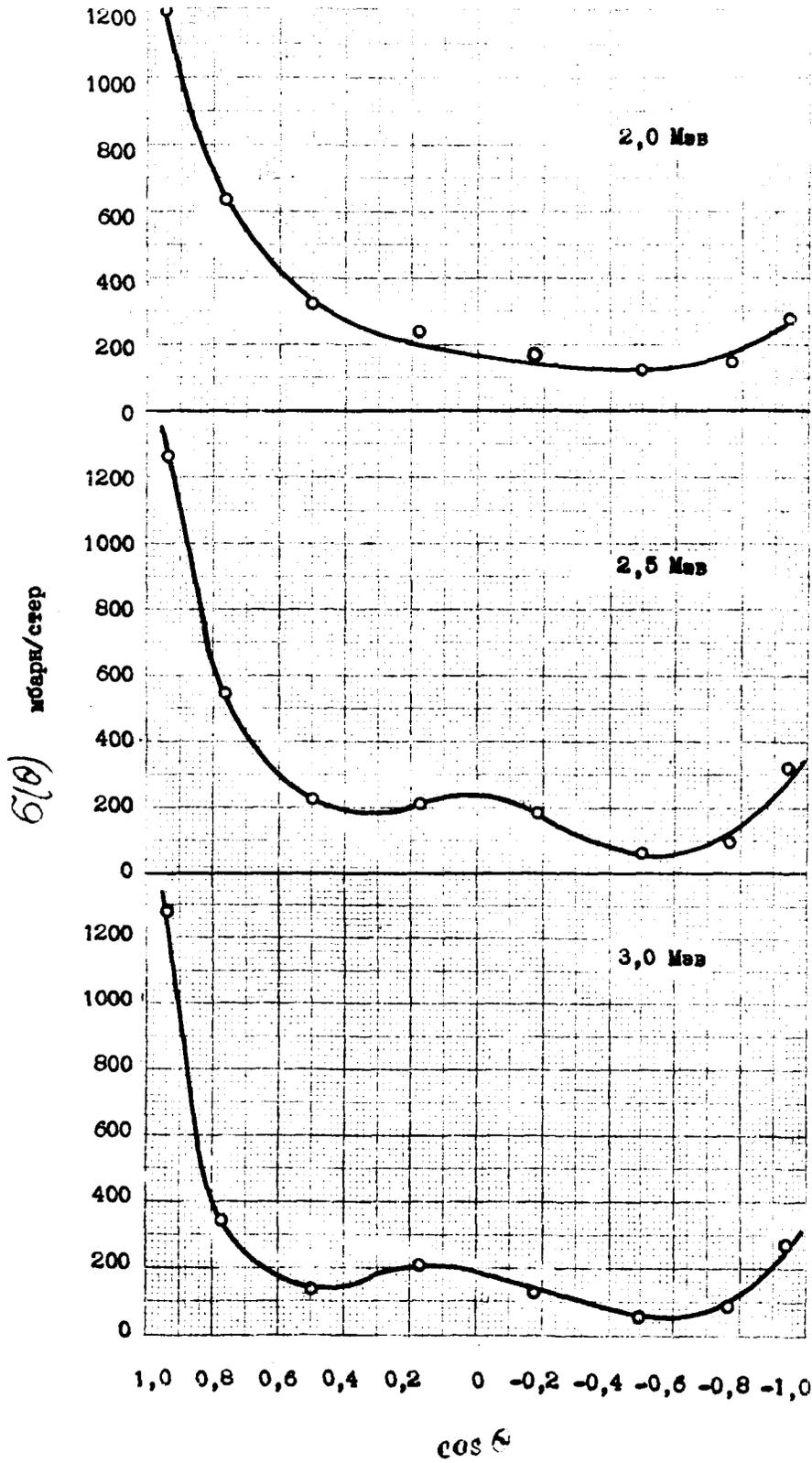
As_{33}
[9]
 θ_c



Se₃₄
[9]
 θ_c

Sr₃₈
[9]
 θ_c

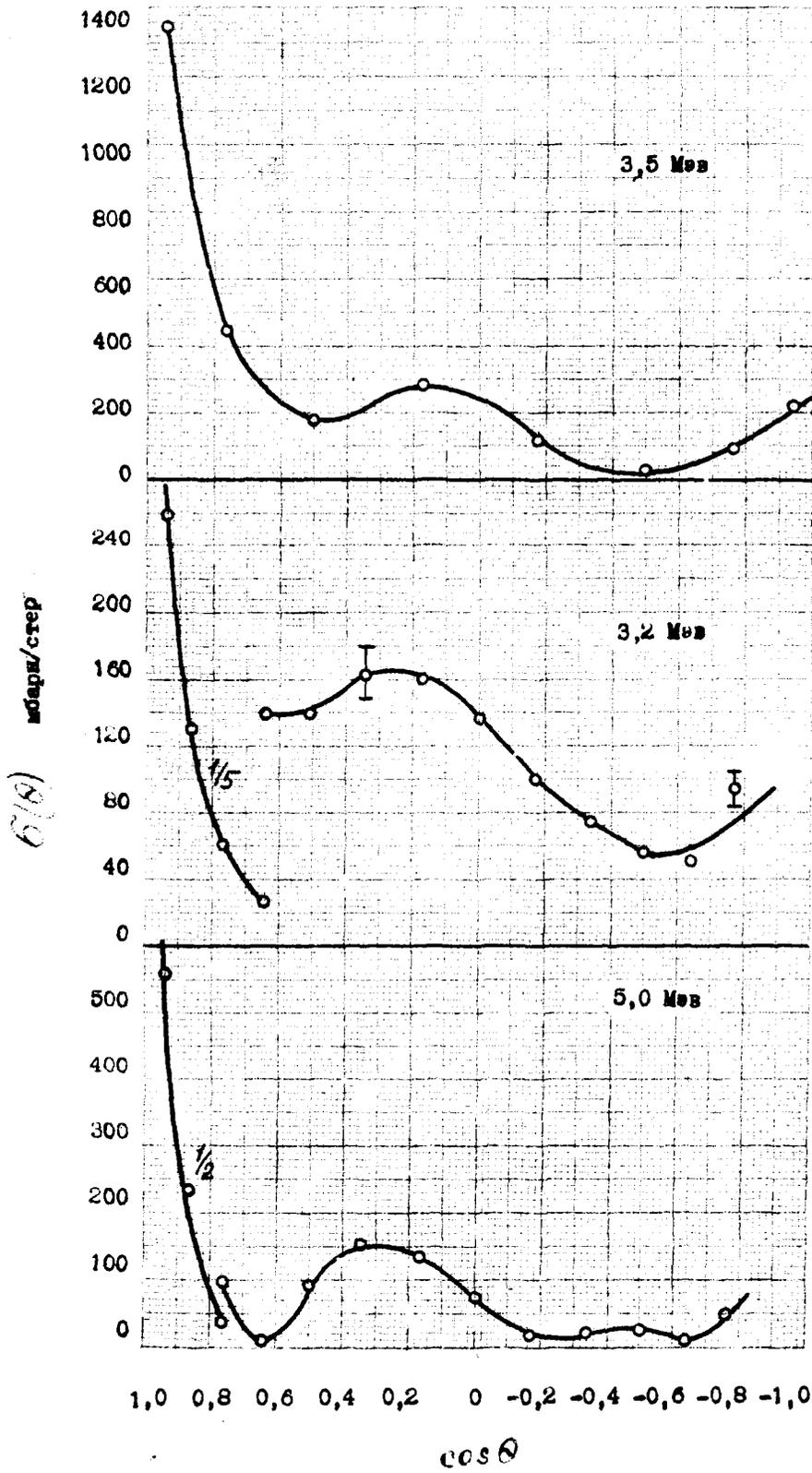
Y₃₉
[9]
 θ_c



Y_{39}
[6]
 θ_L

Y_{39}
[6]
 θ_L

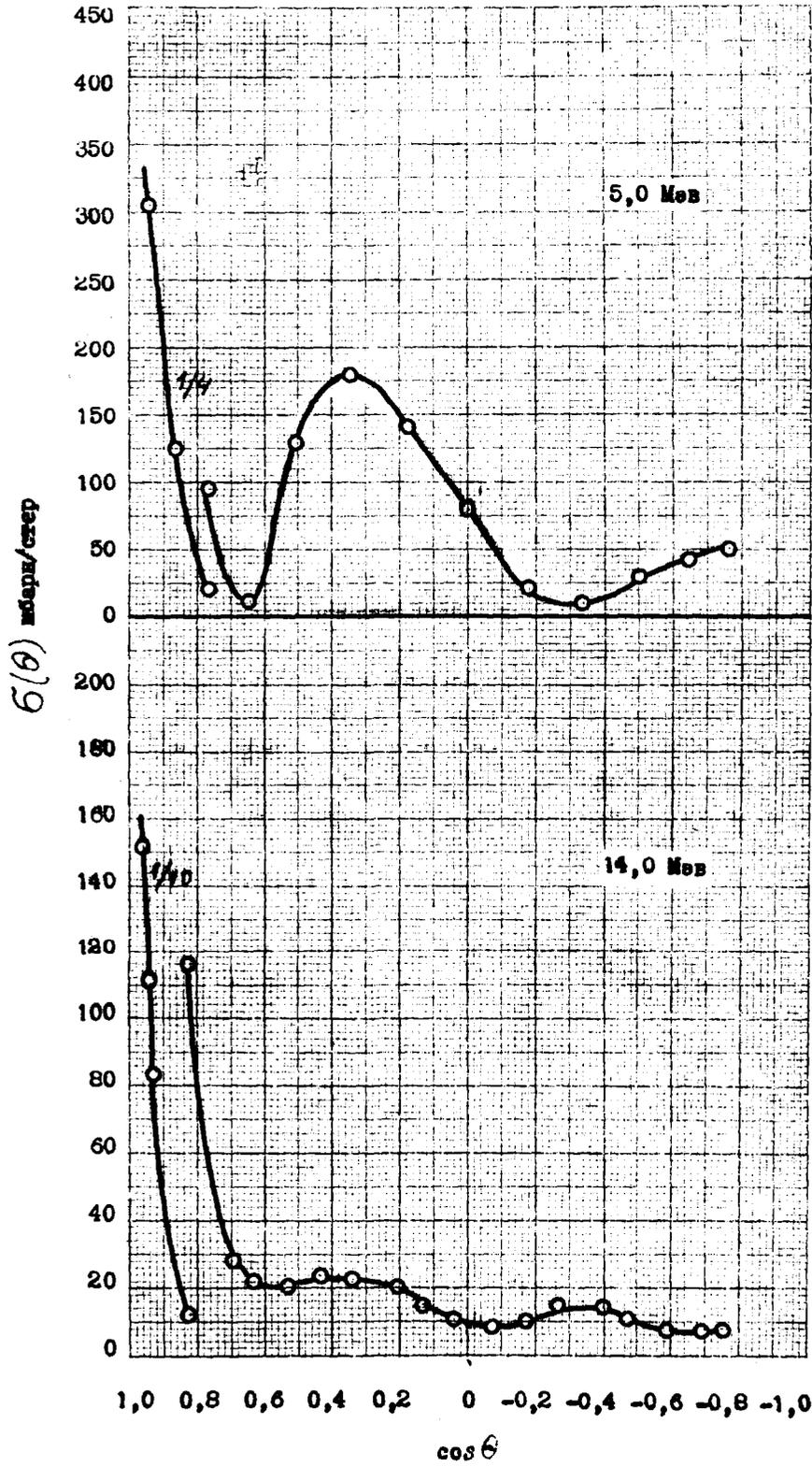
Y_{39}
[6]
 θ_L



Y_{39}
[6]
 θ_L

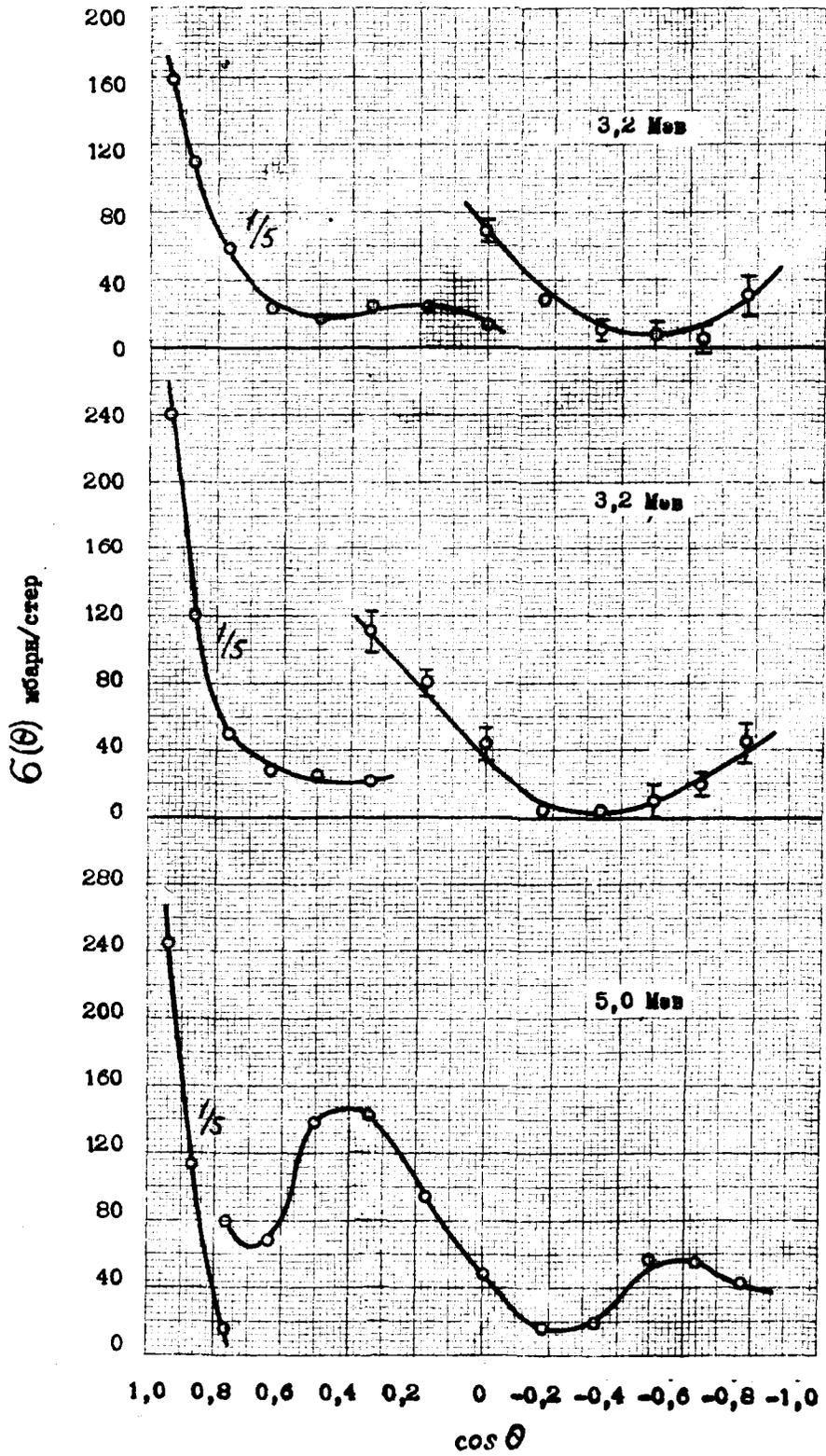
Zr_{40}
[9]
 θ_c

Zr_{40}
[12]
 θ_c



Nb_{41}
[12]
 θ_c

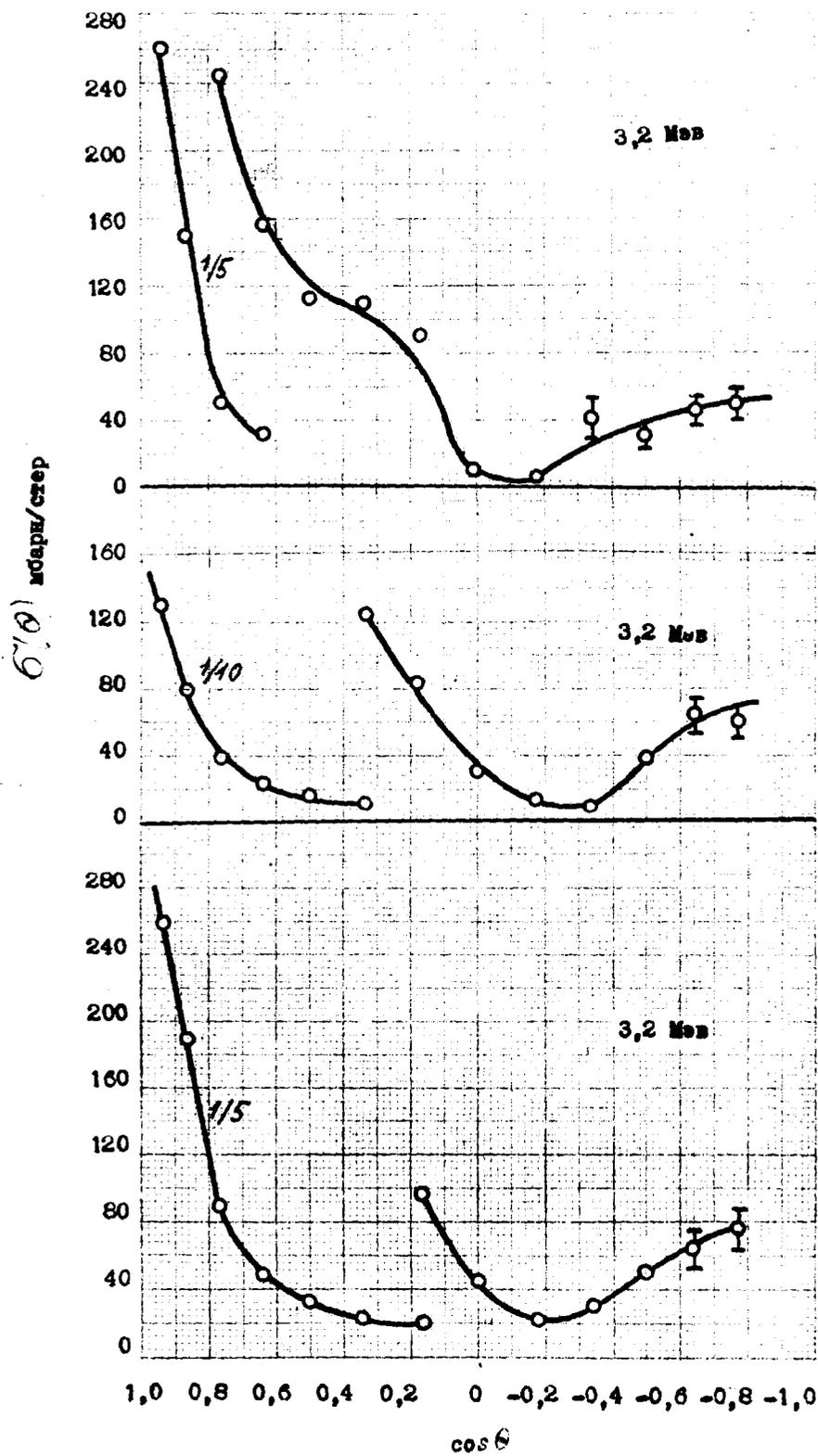
Nb_{41}
[8]
 θ_c



Mo_{42}
[9]
 θ_c

Ag_{47}
[9]
 θ_c

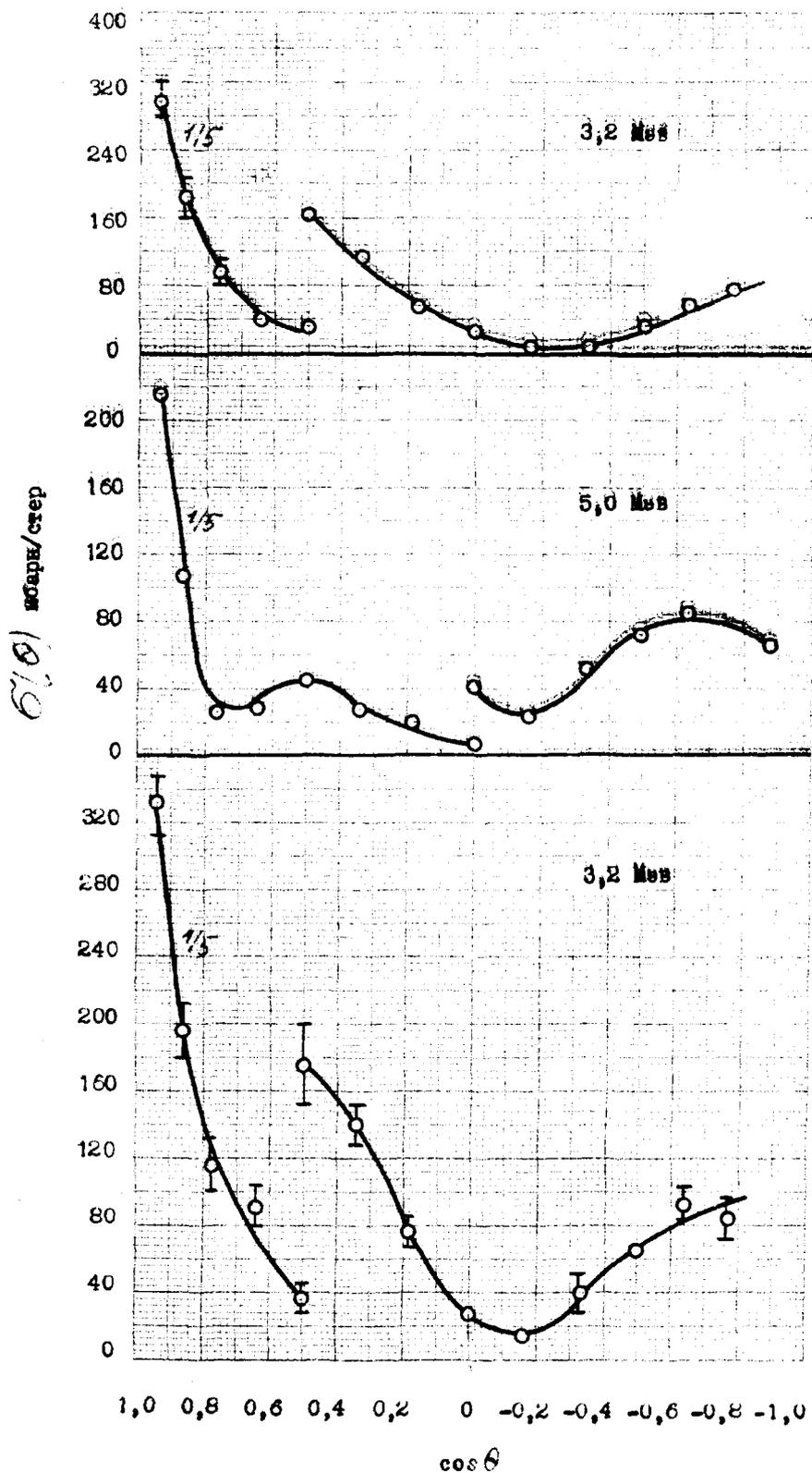
Ag_{47}
[12]
 θ_c



Cd₄₈
[9]
α

In₄₉
[9]
α

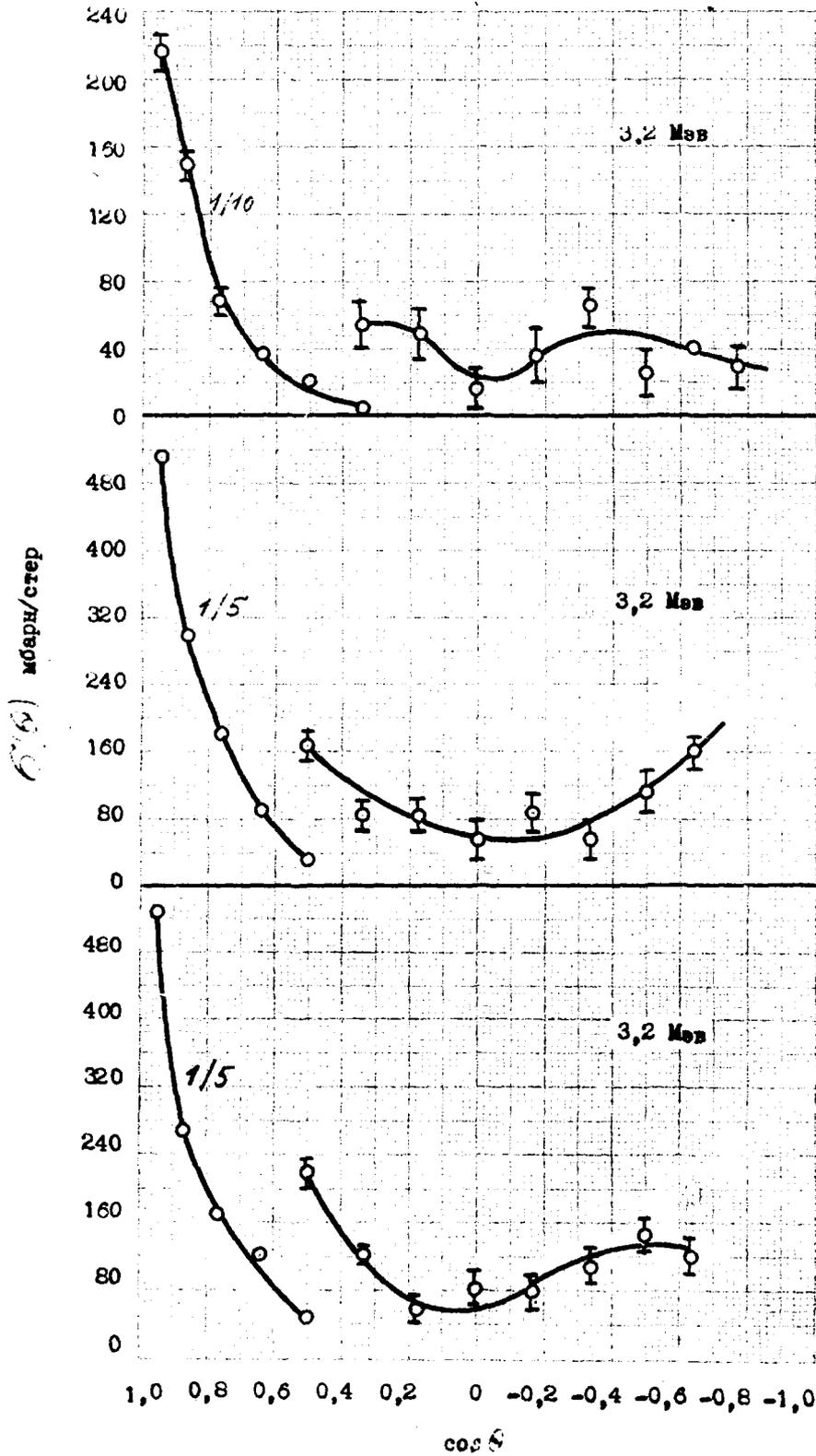
Sn₅₀
[9]
α



Sb_{51}
[9]
 θ_c

Sb_{51}
[12]
 θ_c

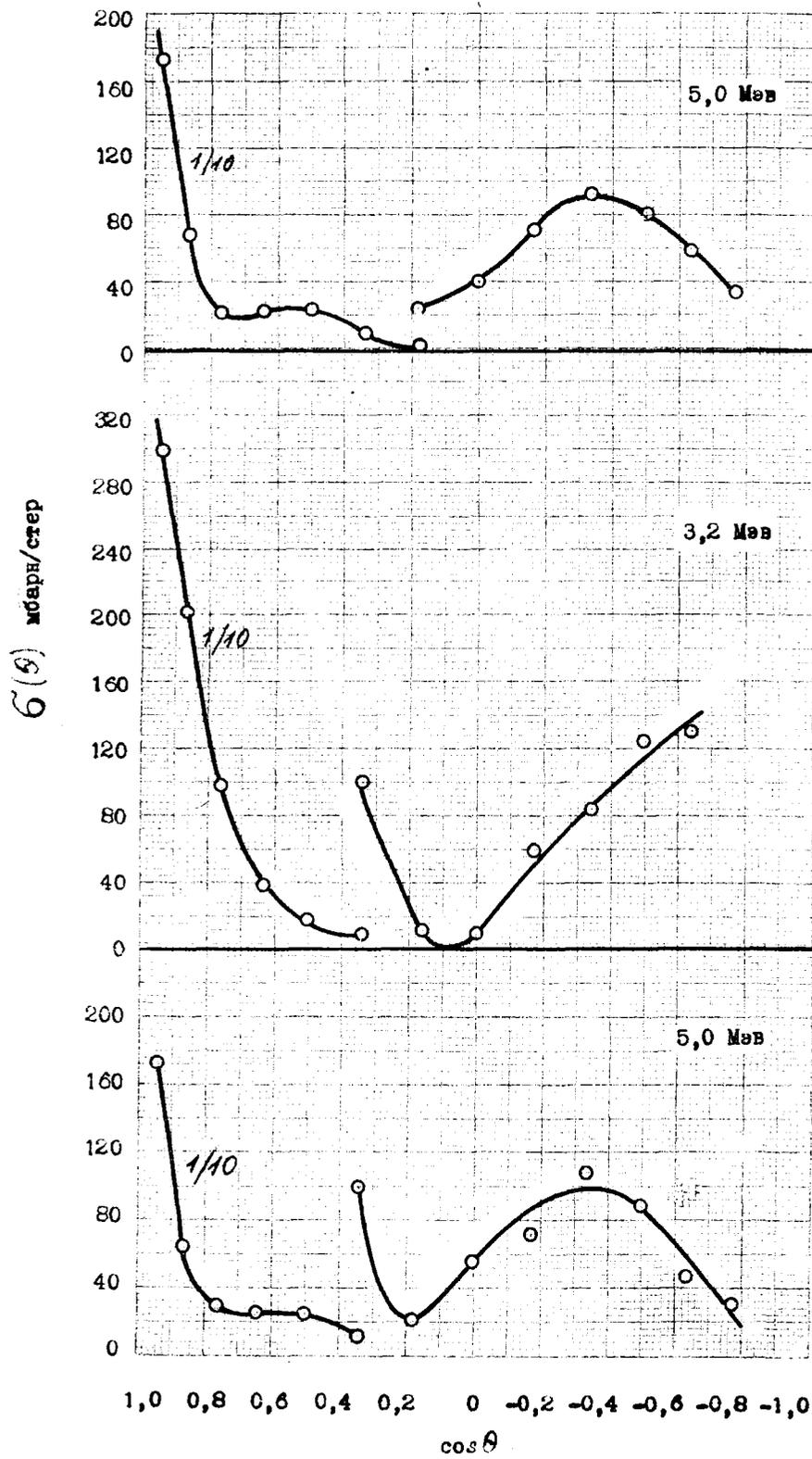
Te_{52}
[9]
 θ_c



Ba₅₆
[9]
6c

La₅₇
[9]
6c

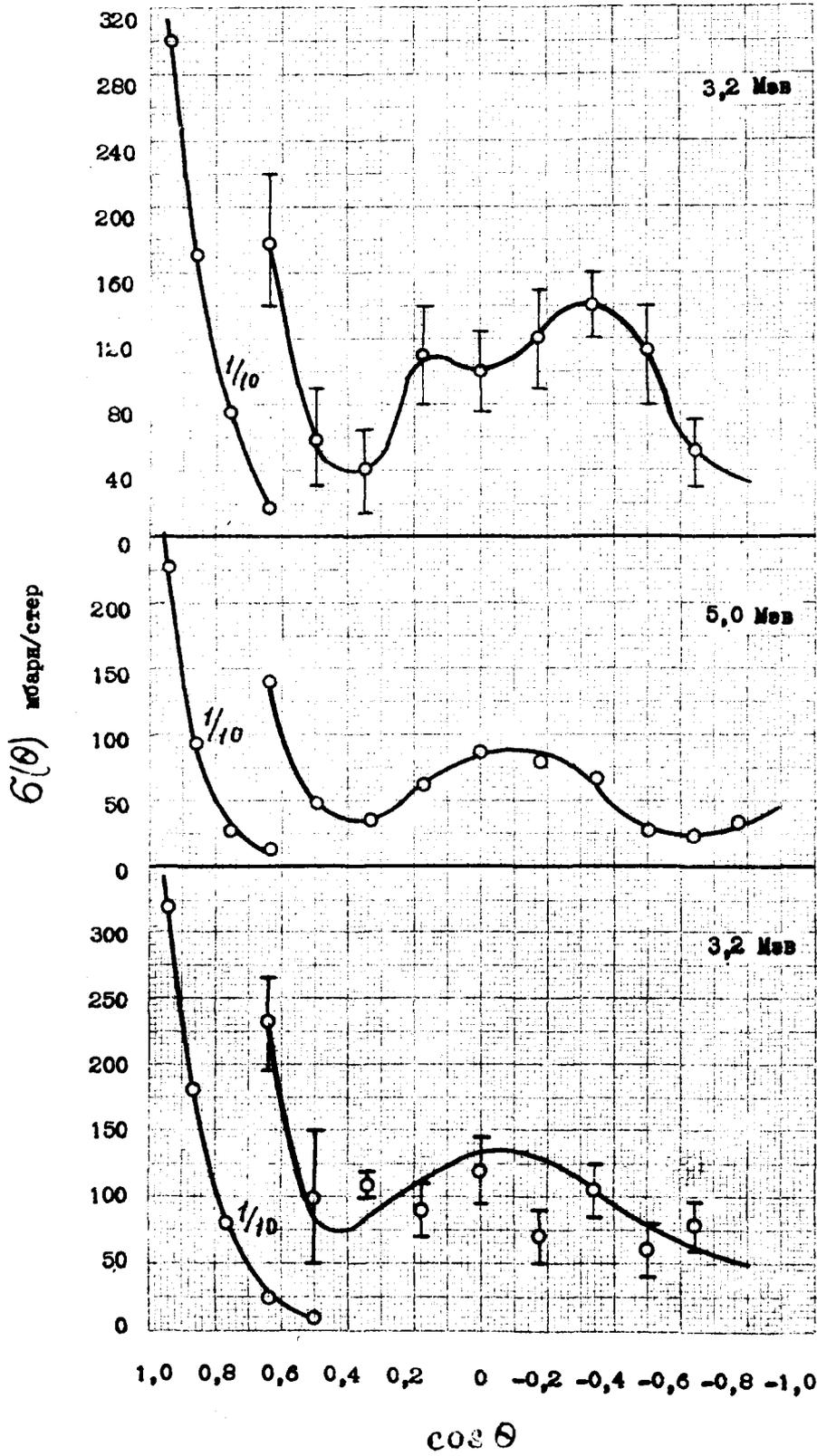
Ce₅₈
[9]
6c



Ce_{58}
[12]
 θ_c

Pr_{59}
[9]
 θ_c

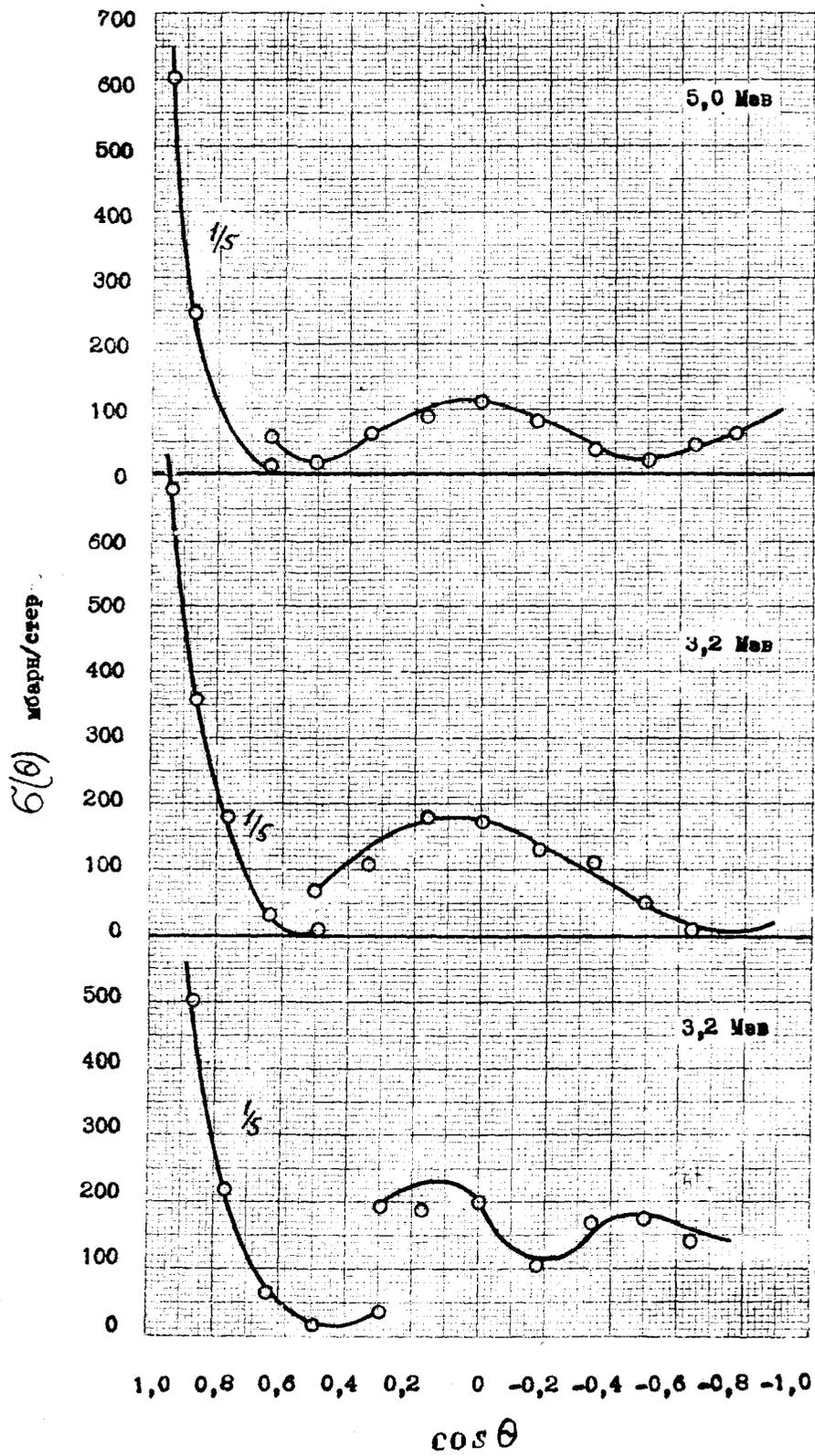
Pr_{59}
[12]
 θ_c



Ta_{73}
[9]
 θ_c

Ta_{73}
[12]
 θ_c

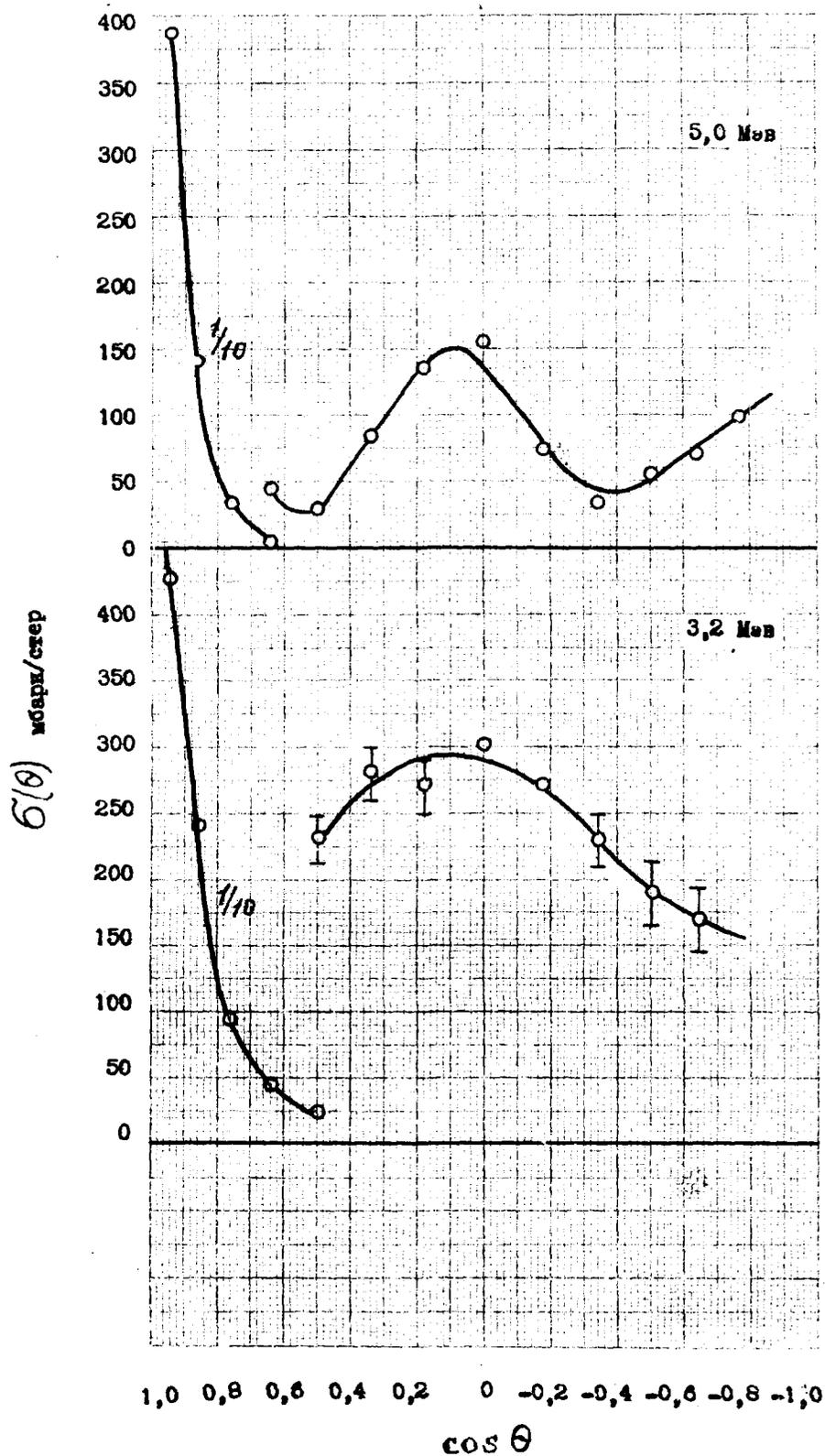
W_{74}
[9]
 θ_c



Au_{79}
[12]
 θ_c

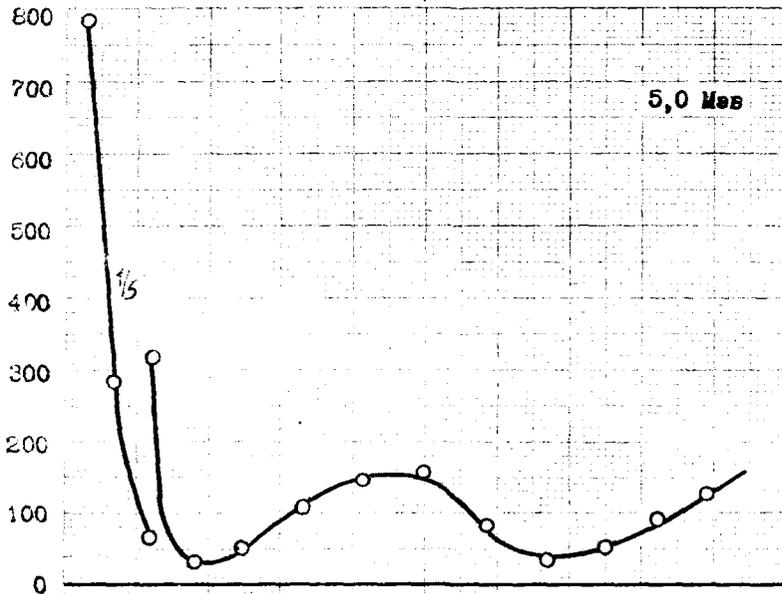
Hg_{80}
[9]
 θ_c

Tl_{81}
[9]
 θ_c

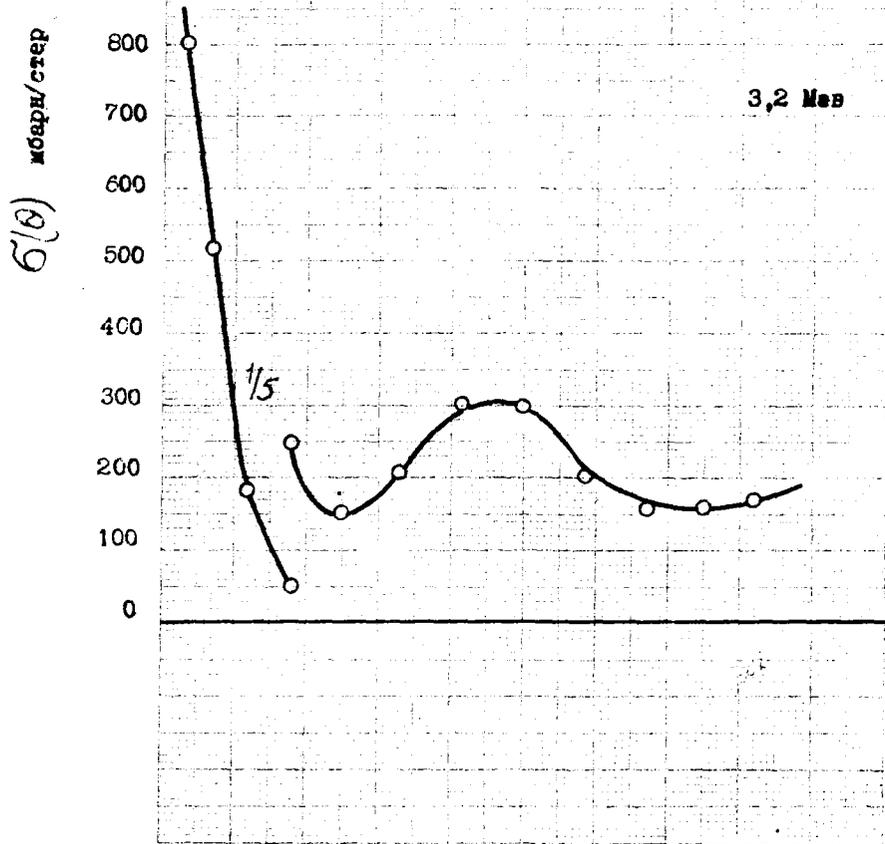


Pb_{81}
[12]
 θ_c

Pb_{82}
[9]
 θ_c



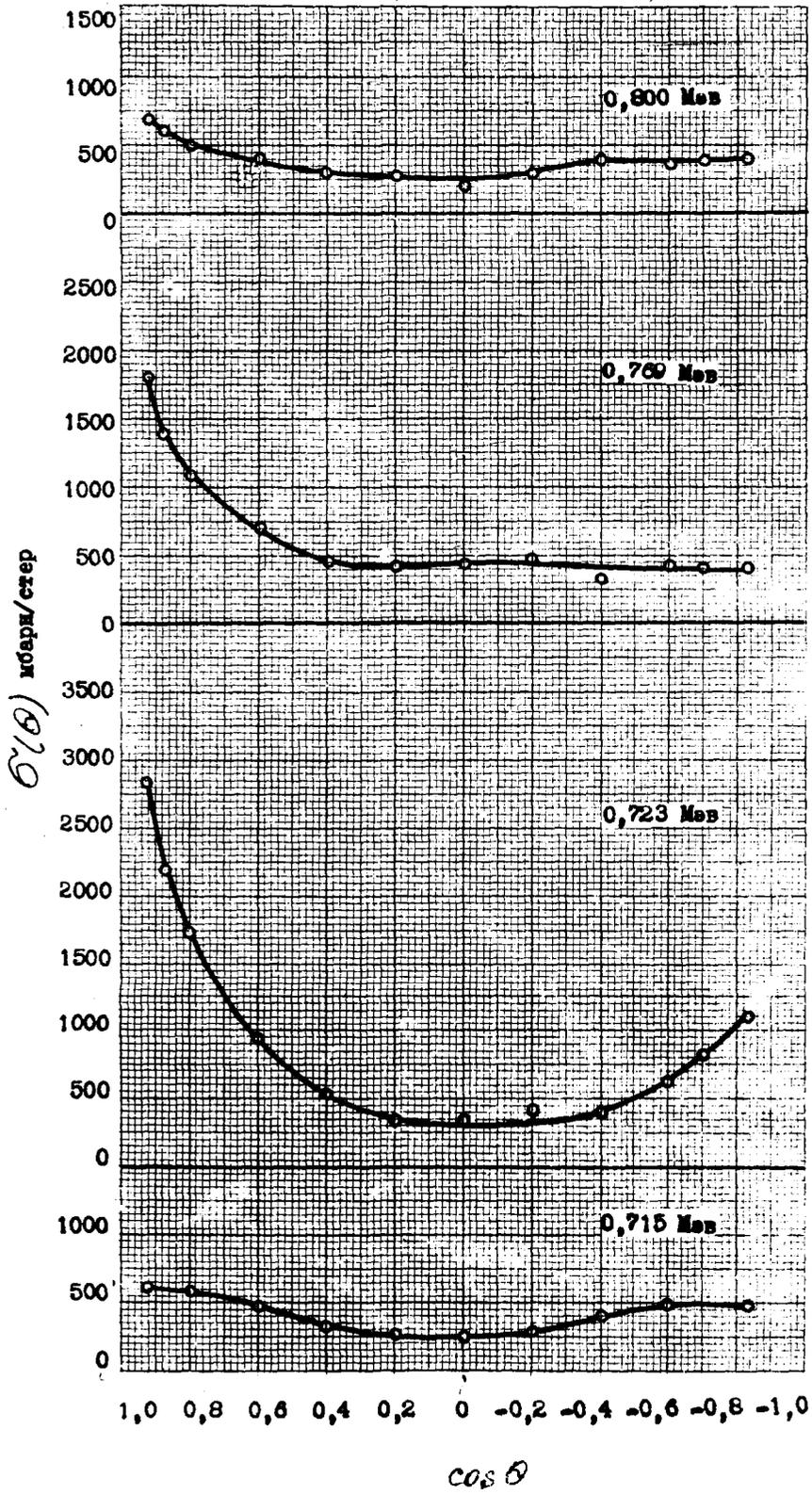
Pb_{82}
[12]
 θ_c



Bi_{83}
[9]
 θ_c

1,0 0,8 0,6 0,4 0,2 0 -0,2 -0,4 -0,6 -0,8 -1,0
 $\cos \theta$

$\sigma(\theta)$
кварн/град

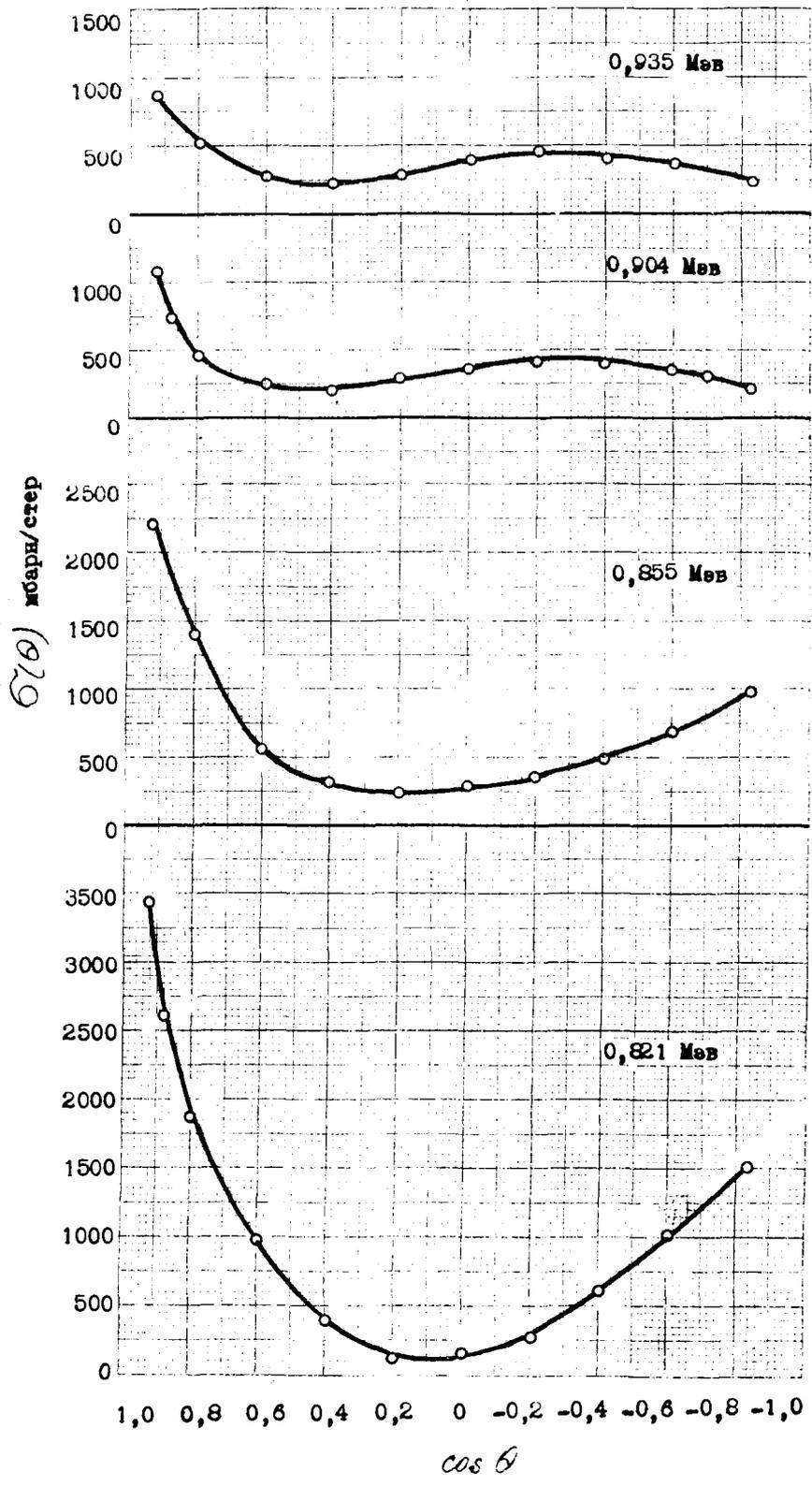


Pb^{208}
[5]
 θ_c

Pb^{208}
[5]
 θ_c

Pb^{208}
[5]
 θ_c

Pb^{208}
[5]

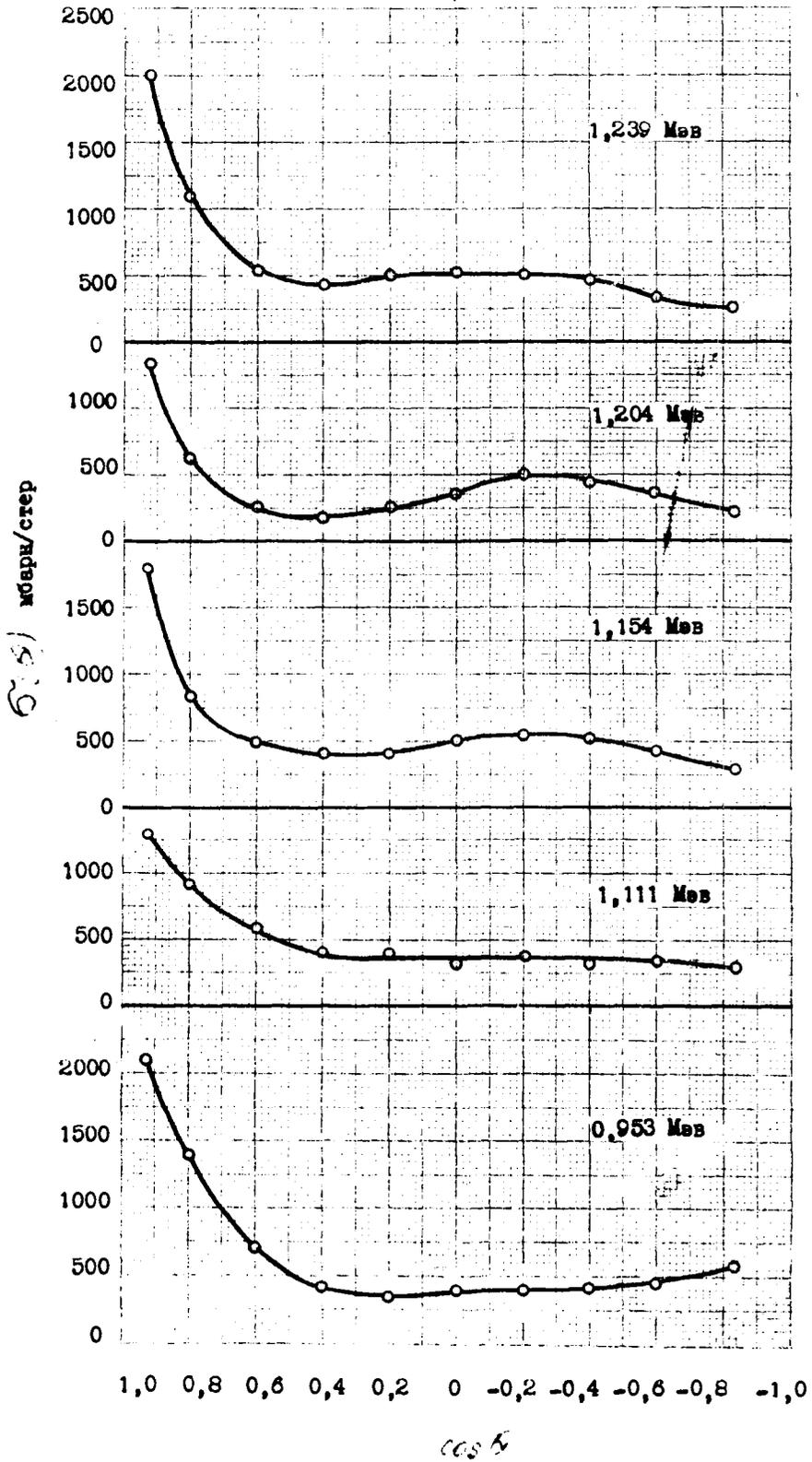


Pb^{208}
[5]
 θ_c

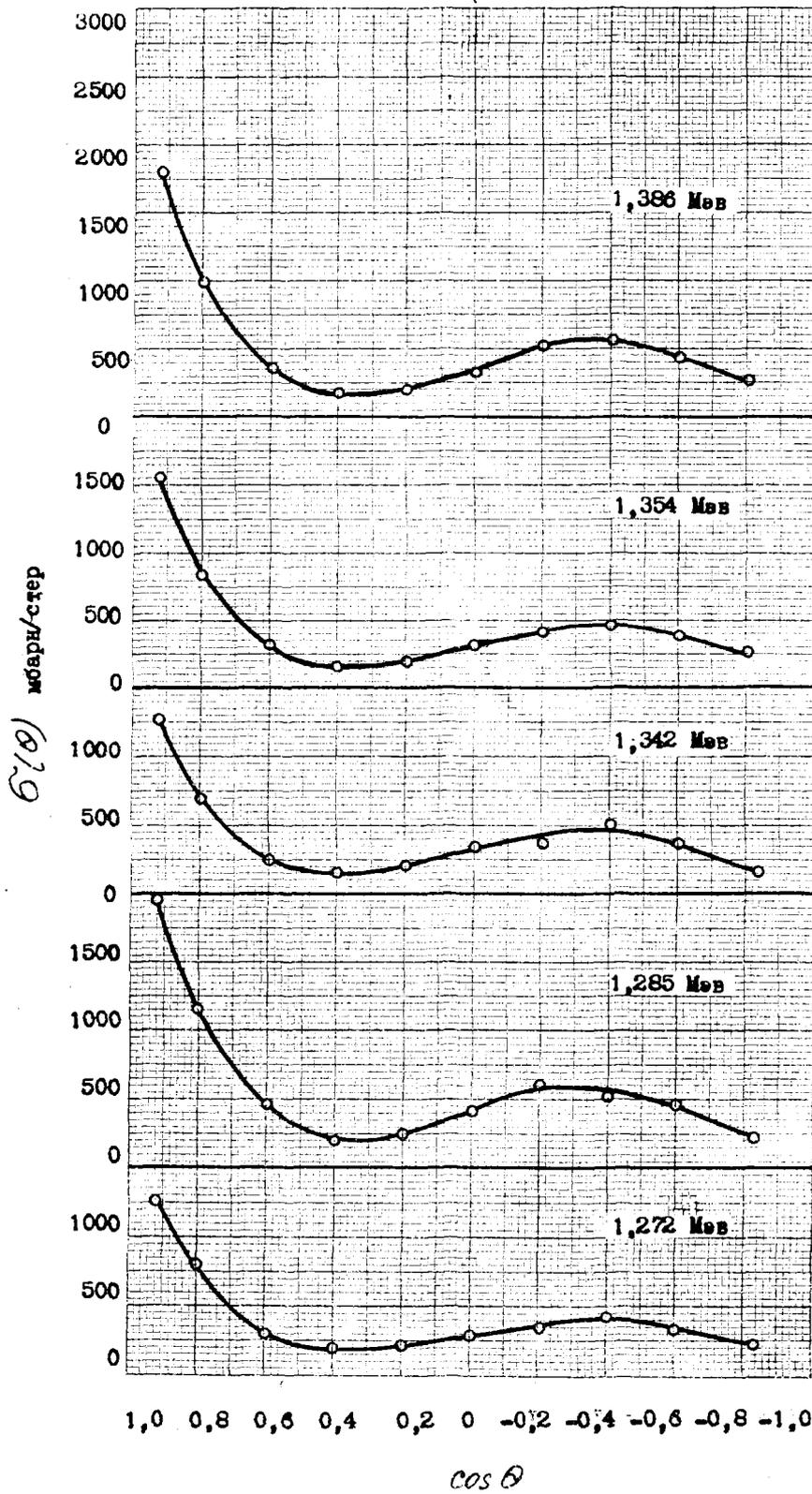
Pb^{208}
[5]
 θ_c

Pb^{208}
[5]
 θ_c

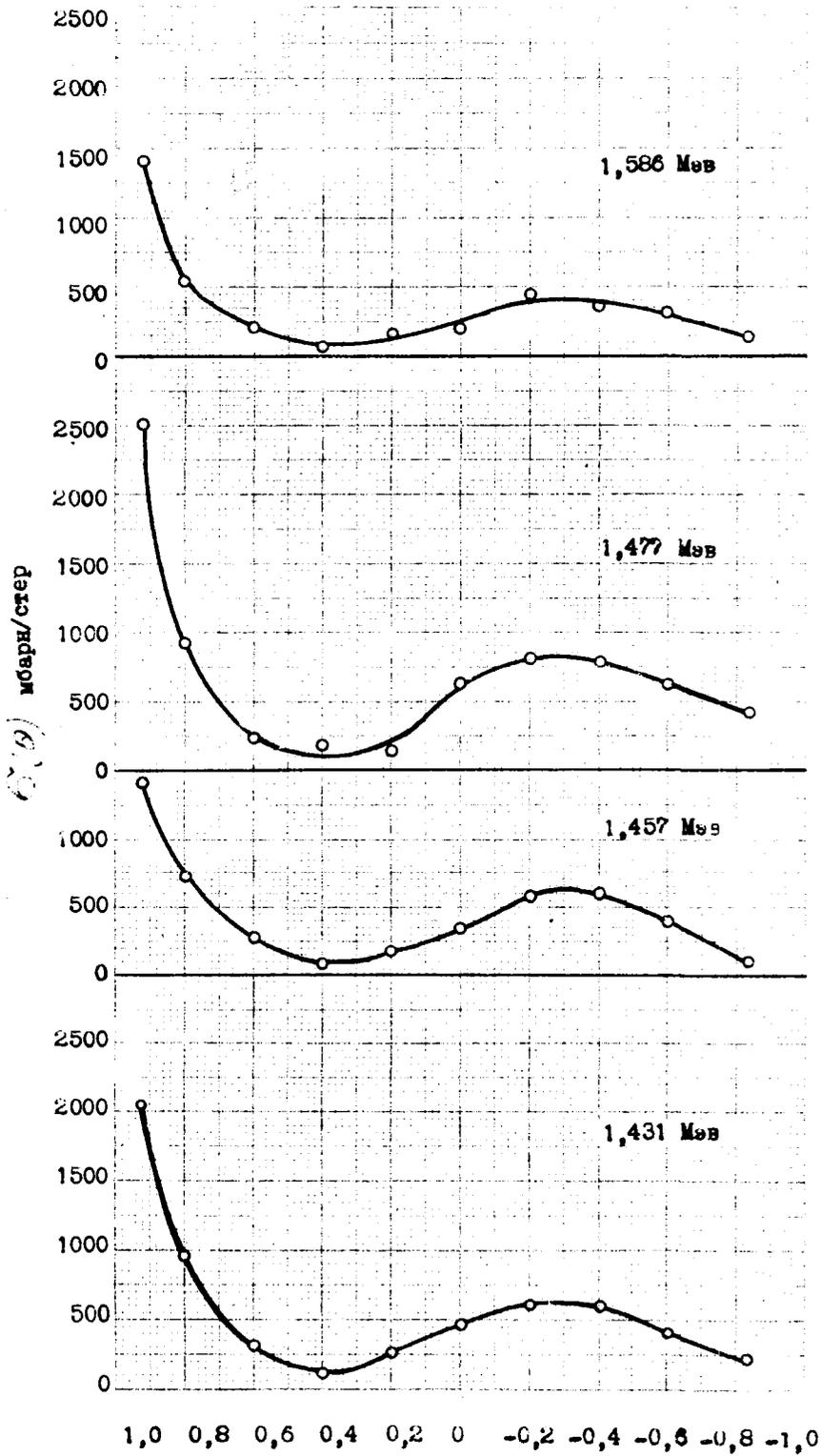
Pb^{208}
[5]
 θ_c



Pb^{208}
[5]
 θ_c



Pb^{208}
[5]
 θ_c



^{208}Pb

[5]

^{208}Pb

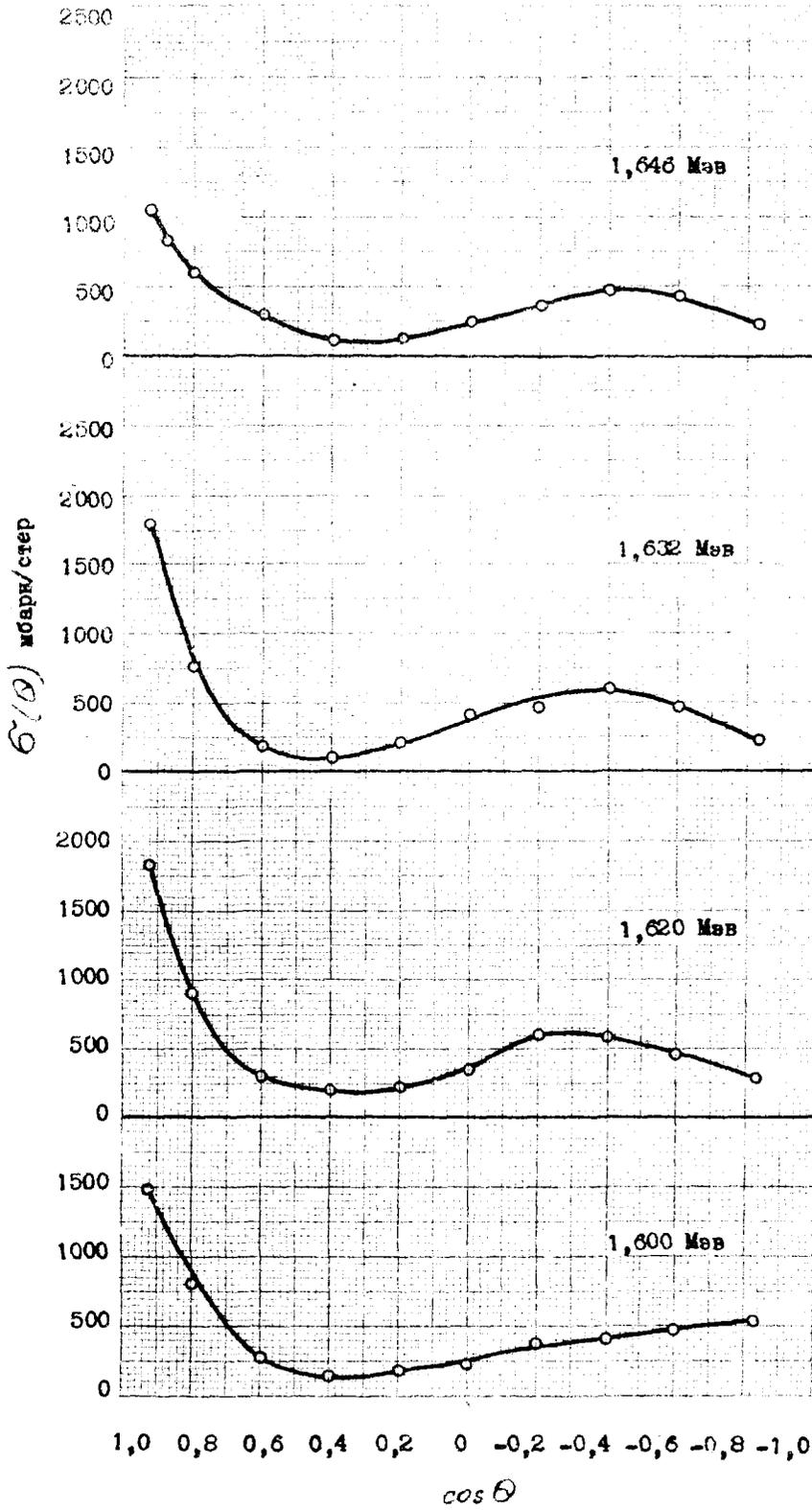
[5]

^{208}Pb

[5]

^{208}Pb

[5]



Pb^{208}

[5]

θ_c

Pb^{208}

[5]

θ_c

Pb^{208}

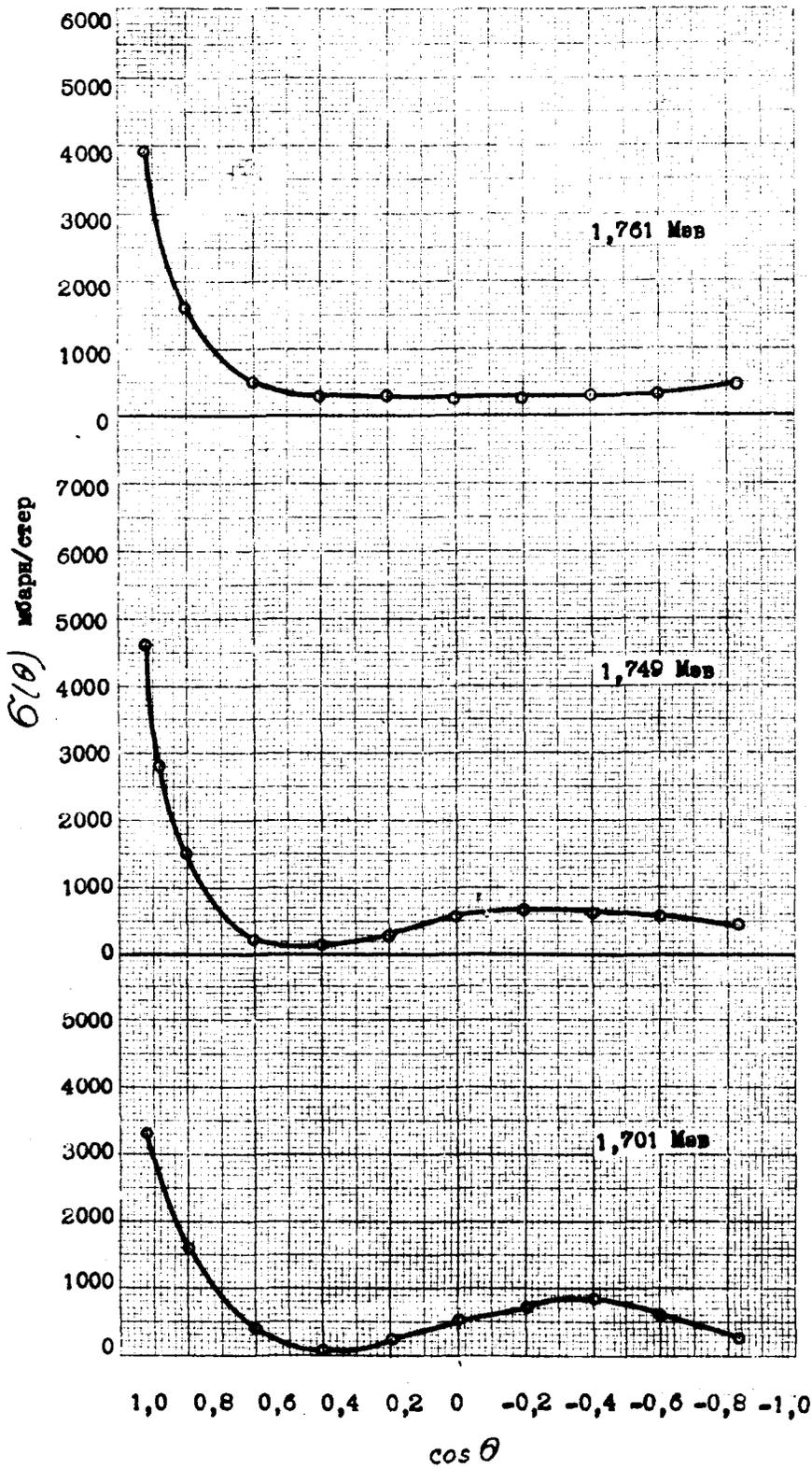
[5]

θ_c

Pb^{208}

[5]

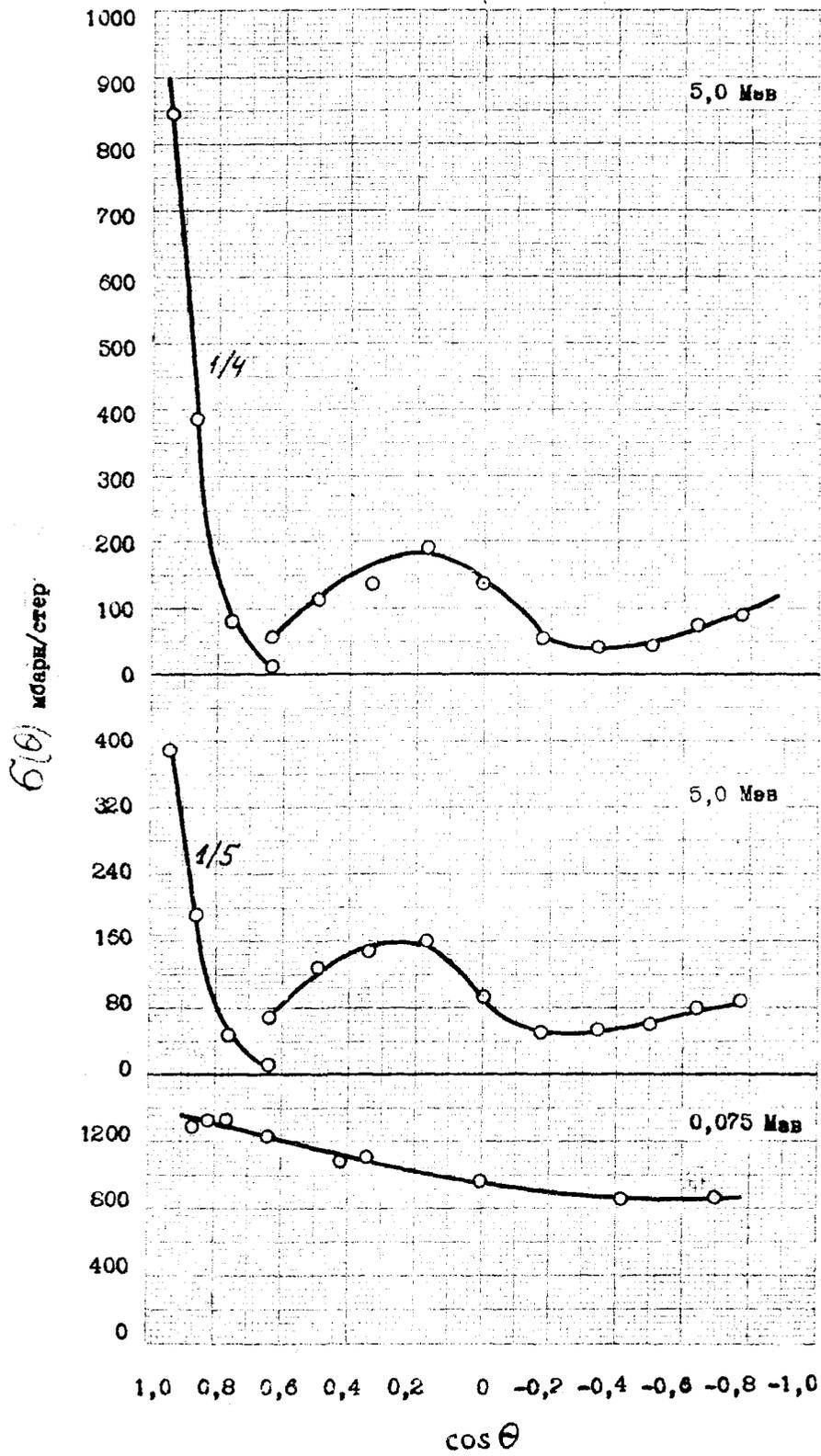
θ_c



Pb^{208}
[5]
 α_c

Pb^{208}
[5]
 α_c

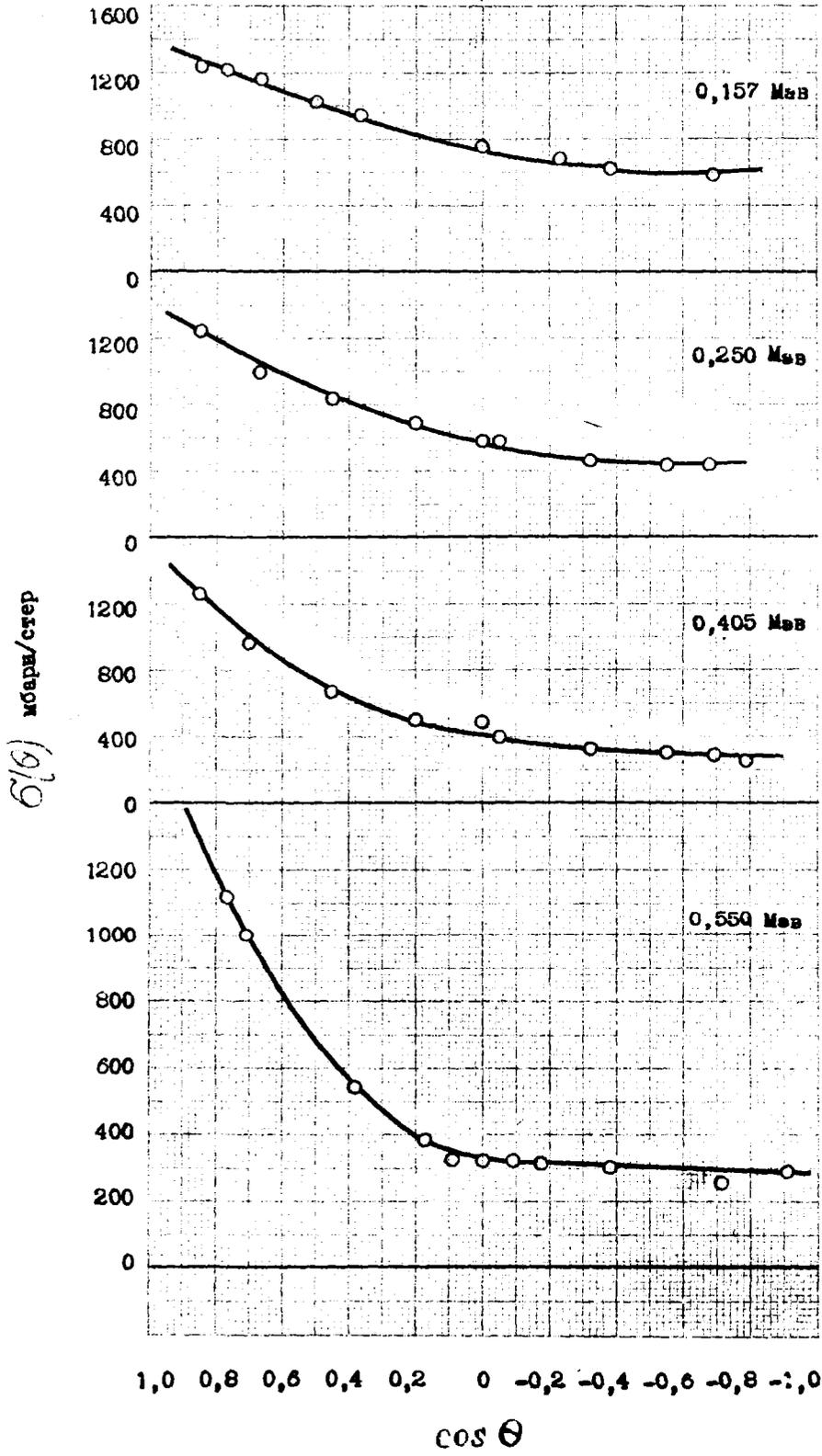
Pb^{208}
[5]
 α_c



Th_{90}
[12]
 θ_c

U_{92}
[12]
 θ_c

U_{92}
[1]
 θ_c



U_{g2}
[1]
 θ_c

U_{g2}
[1]
 θ_c

U_{g2}
[1]
 θ_c

U_{g2}
[1]
 θ_c

РАЗЛОЖЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО УГЛОМ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ
УПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ ПО ПОЛИНОМАМ ЛЕЖАНДРА

В.Н. Николаев, Н.О. Базазянц

В ядерной физике и в физике реакторов данные об угловых распределениях упруго рассеянных нейтронов обычно используются в виде разложений по полиномам Лежандра, например, в форме:

$$\bar{\sigma}_n(\mu) = 1/4\pi \sum_{\ell=0}^K B_{\ell} \cdot P_{\ell}(\mu). \quad (1)$$

Одним из методов определения величин коэффициентов этого разложения является метод наименьших квадратов, который был широко использован нами в связи с составлением компиляции данных об анизотропии упругого рассеяния [1].

Экспериментальные данные, измеренные, например, при M углах, описываются формой (1) с различным числом членов разложения, K . Для каждого числа K определяются коэффициенты, обращающие в минимум взвешенную сумму квадратов отклонений экспериментальных данных от расчетной кривой:

$$S_N(K) = \sum_{i=1}^M \left[\sigma_n(\mu_i) - 1/4\pi \sum_{\ell=0}^K B_{\ell} \cdot P_{\ell}(\mu_i) \right]^2 \cdot p_i. \quad (2)$$

Оптимальное число полиномов Лежандра, K_0 , необходимое для описания экспериментальных данных с точностью, оправданной ошибками измерения дифференциальных сечений, определяется с помощью критерия Гаусса (9), то есть из условия минимума величины $S_N(K)/(M-K-1)$. В качестве весов использовались величины, обратно пропорциональные квадратам ошибок измерений. (В тех случаях, когда в оригинальной работе ошибки не приводились, ошибки дифференциальных сечений принимались нами равными корням квадратным из значений сечений). Веса нормировались на единицу.

$$\sum_{i=1}^M p_i = 1 \quad (3)$$

Система уравнений для определения B_{ℓ} , обращающих (2) в минимум, получается путем дифференцирования (2) по всем B_{ℓ} и приравнивания частных производных нулю:

$$\sum_l B_l \cdot A_{ln} = C_n, \quad (4)$$

где

$$A_{ln} = 1/(4\pi)^2 \sum_{i=1}^M P_l(m_i) \cdot p_i \cdot P_n(m_i), \quad (5)$$

$$C_n = 1/4\pi \sum_{i=1}^M G_n(m_i) \cdot p_i \cdot P_n(m_i). \quad (6)$$

Из (4) получаем

$$B_l = \sum_n C_n A_{nl}^{-1} \quad (7)$$

где A_{nl}^{-1} - матрица, обратная A_{nl} .

Дисперсии определенных таким образом коэффициентов разложения выражаются через диагональные элементы обратной матрицы:

$$D(B_l) = \delta \cdot A_{ll}^{-1} \quad (8)$$

где δ - так называемая генеральная дисперсия, для которой целесообразно использовать наибольшую из следующих двух оценок:

$$\delta_1(K_0) = SN_{\min}(K_0) / (M - K_0 - 1) \quad (9)$$

или

$$\delta_2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^M 1 / (\delta G_n(m_i))^2} \quad (10)$$

где $\delta G_n(m_i)$ - ошибка измерения $G_n(m_i)$.

Иногда в зависимости $SN(K)$ наблюдается несколько (два или три) минимумов. В этих случаях должен быть выбран тот минимум, в котором

$\delta_1(K)$ сравнимо с оценкой δ_2 (10).

Встречаются случаи, когда минимум на кривой $SN(K)$ оказывается очень плавным. В этих случаях в качестве K_0 в области этого минимума выбиралось наименьшее число K , при котором $\delta_1(K)$ оказывалась достаточно близкой к оценке (10), то есть отличалась от нее не более чем в два

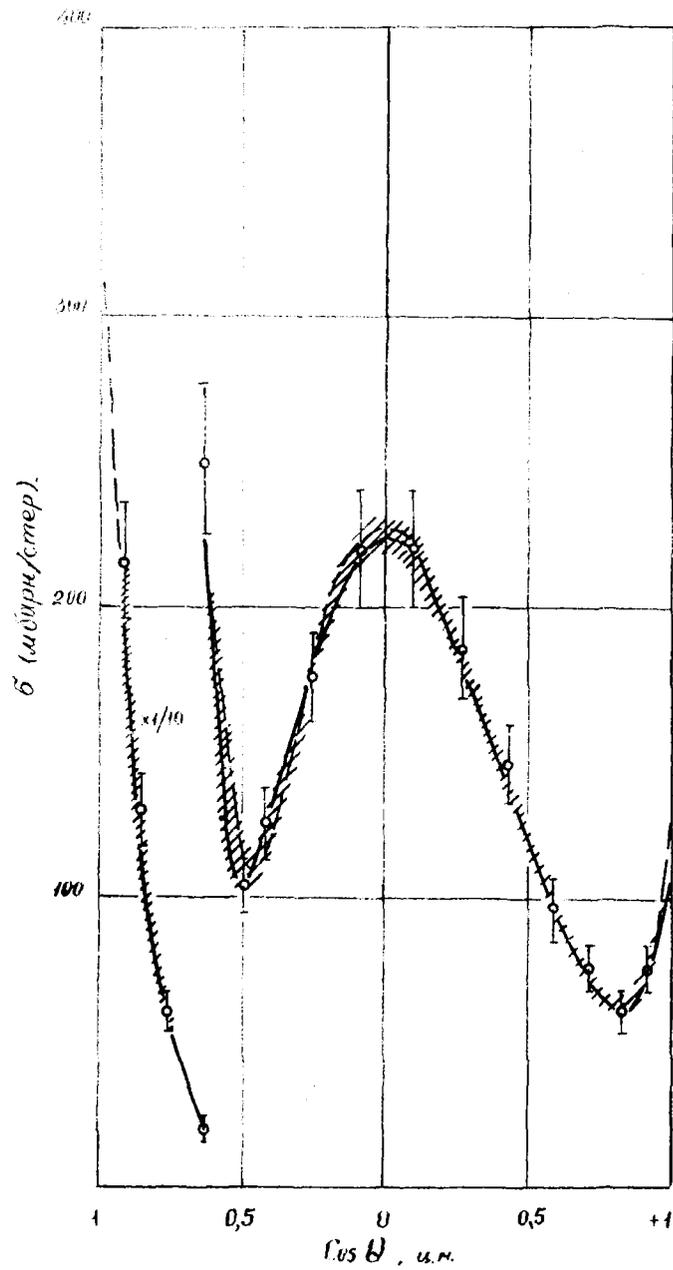


Рис. 1.

Угловое распределение нейтронов с энергией 2,0 Мэв, упруго рассеянных на Pu^{239} [2]. Точки - экспериментальные данные из работы [2]. Сплошная кривая проведена через экспериментальные данные от руки. Пунктирная кривая получена методом наименьших квадратов ($K_0 = 6$). Коридор ошибок этой кривой указан штриховкой.

раза (поскольку точность определения S равна самой этой величине).

Применение критерия Гаусса практически эквивалентно требованию ограничиться в разложении (I) только теми членами, которые могут быть определены с ошибкой менее 100%.

При достаточно большом числе экспериментальных точек M , зависящем от сложности формы углового распределения (т.е. от K_0) и расстановки экспериментальных точек по углам, полученное с помощью описанного метода угловое распределение обычно хорошо воспроизводит экспериментальные данные и отвечает априорным физическим требованиям (например, нигде не обращается в нуль). Типичный пример такого разложения изображен на рисунке I. Однако, в тех случаях, когда число экспериментальных точек недостаточно велико, решение, полученное методом наименьших квадратов, с ростом K становится неустойчивым: величины даже первых коэффициентов разложения $\ll K$, определенные этим методом, оказываются слишком большими и сильно изменяются при увеличении K даже на единицу; угловое распределение, построенное по найденным коэффициентам, хотя и проходит близко к заданным экспериментальным точкам, между ними сильно отклоняется от плавной кривой, проведенной через эти точки, причем при некоторых углах расчетное дифференциальное сечение может стать даже отрицательным (см.рис.2).

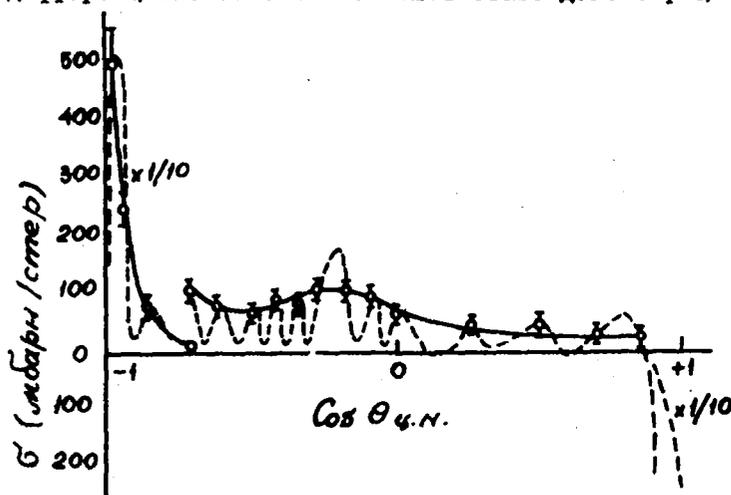


Рис. 2.

Угловое распределение нейтронов с энергией 7 Мэв, упруго рассеянных на ^{238}U .

Точки - экспериментальные данные из работы [3].

Сплошная кривая проведена от руки.

Пунктирная кривая получена методом наименьших квадратов при $K = K_0 = 11$.

Недиагональные элементы обратной матрицы, определяющие корреляцию между величинами ошибок найденных коэффициентов, оказываются в этих случаях сравнимыми по величине с диагональными элементами: коэффициенты корреляции, определяемые как

$$\rho_{en} = A_{en}^{-1} / \sqrt{A_{ee}^{-1} \cdot A_{nn}^{-1}} \leq 1,$$

оказываются близкими к единице. Эти коэффициенты показывают, насколько изменится величина B_e (в масштабе ошибки его определения), если B_n изменит на величину ошибки $(\delta A_{nn}^{-1})^{1/2}$. Если ρ_{en} близки к единице, то изменение одного коэффициента разложения приводит к существенным изменениям других коэффициентов, чем и объясняется неустойчивость решения. Близость коэффициентов корреляции к единице указывает на то, что система уравнений (4) близка к вырождению. Другими словами, претендуя достаточно точно определить из экспериментальных данных большое число коэффициентов разложения, мы рассчитываем извлечь из них больше информации, чем в них содержится. С другой стороны меньшее число полиномов Лежандра также не обеспечивает достаточно точной аппроксимации данных (т.е. критерий Гаусса не удовлетворяется). В этих случаях при обработке данных следует использовать априорную физическую информацию о положительности и относительной гладкости решения. Для этой цели существует целый ряд математических методов, применение которых, однако, заметно усложняет решение задачи. С другой стороны все эти методы не являются и не могут являться строгими в силу математической некорректности самой задачи. Поэтому вместо разработки программ расчета с помощью этих методов для учета необходимой априорной информации можно применить следующий простой прием, позволяющий заменить сложные вычисления. Через экспериментальные точки от руки проводится плавная кривая. При проведении этой кривой в случаях, когда особенности углового распределения недостаточно подробно измерены на опыте, учитывается (волевым образом) информация об угловых распределениях нейтронов близких энергий, рассеянных на рассматриваемом и соседнем с ним ядрах. В некоторых случаях поведение дифференциального сечения в области дифракционного максимума имеет смысл подбирать таким образом, чтобы обеспечить равенство интегрального сечения рассеяния известной разности между полным сечением и сечением неупругих процессов.

В результате многократных проверок было установлено, что в тех случаях, когда решение задачи методом наименьших квадратов устойчиво, проведенные от руки кривые отличаются от кривых, построенных методом наименьших квадратов, несущественно - различие между ними меньше, чем точность определения формы углового распределения, оцениваемая методом наименьших квадратов (см. рис. 1). После проведения плавной кривой, $\tilde{G}_n(\mu)$, с нее снимаются точки таким образом, чтобы достаточно точно воспроизвести все особенности углового распределения, затем описанным выше методом определя-

ются коэффициенты B_i . Различия между результатами, полученными с помощью проведения плавной кривой, и при непосредственном применении метода наименьших квадратов к экспериментальным данным, оказываются несущественными (см. таблицу).

Коэффициенты разложения углового распределения нейтронов с энергией 2 Мэв, неупруго рассеянных на Ru^{239} [2].

Таблица

	B_0	B_1	B_2	B_3	B_4	B_5	B_6
Расчет сделан по экспериментальным точкам	4,33±0,09	7,15±0,23	8,09±0,33	9,04±0,32	7,84±0,31	3,66±0,25	1,22±0,18
Расчет сделан по точкам, снятым с кривой, проведенной от руки	4,26	7,10	7,96	9,03	7,66	3,53	1,17

Расчеты по методу наименьших квадратов в данном случае связаны с вычислением полиномов Лежандра высоких порядков, а также с многократным вычислением обратных матриц. Для проведения таких расчетов была составлена программа, ПАРАЛЕНК, написанная на языке АЛГОЛ-60.

Программа ПАРАЛЕНК считает:

1. Коэффициенты при полиномах Лежандра в разложении угловых распределителей - B_ℓ .
2. Ошибки коэффициентов B_ℓ .
3. Угловое распределение, восстановленное с помощью рассчитанных коэффициентов.
4. Ошибку восстановленной функции в каждой расчетной точке.
5. Дифференциальное сечение упругого рассеяния для произвольно заданных дополнительных значений косинуса угла рассеяния.
6. Матрицу корреляционных коэффициентов.

Все эти величины считаются как в лабораторной системе, так и в системе центра инерции.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М.Н.Николаев, Н.О.Базазянц "Анизотропия упругого рассеяния нейтронов". В печати. Атомиздат. Москва 1967г.
2. L. Granberg . LA-2177 (1959); BNL-400 (1962).
3. M. Walt , J. R. Beyster . LA-2061 (1956);
BNL-400 (1962).

Описание идентификаторов.

integer

- Z - атомный номер элемента;
- K - максимальное число членов разложения;
- M - полное число точек в угловом распределении - экспериментальных или снятых с гладкой кривой;
- MR - полное число дополнительно заданных значений косинуса угла рассеяния;
- z - используется для идентификации системы координат;
- ℓ, k - определяют номер матричного элемента прямой и обратной матриц;
- ℓ - номер коэффициента разложения;
- q - используется при обращении матрицы;
- n - определяет порядок приближения ($0 \leq n \leq K$);
- i - номер точки углового распределения;
- \mathcal{U} - абсолютная величина \mathcal{U} определяет, делать ли расчет для дополнительно заданных значений косинуса угла рассеяния; знак \mathcal{U} определяет, считать ли только в заданной системе или и в заданной, и в другой системах координат.

array

- $mu[1:M]$ - косинус угла рассеяния заданного и восстановленного угловых распределений;
- $muR[1:MR]$ - дополнительно заданный косинус угла рассеяния;
- $f[1:M]$ - заданное дифференциальное сечение упругого рассеяния;
- $d[1:M]$ - абсолютные ошибки заданного дифференциального сечения упругого рассеяния;
- $pu[1:M]$ - средняя квадратичная ошибка;
- $SF[1:M]$ - восстановленное угловое распределение;
- $SF\mathcal{D}[1:M]$ - отношение заданного углового распределения к восстановленному;
- $dSF[1:M]$ - ошибка восстановленного углового распределения;
- $a[0:K]$ - коэффициенты при полиномах Лежандра;
- $a\mathcal{D}[0:K]$ - используется для запоминания коэффициентов „ α ” перед переходом к следующему приближению;
- $del[0:K]$ - ошибки коэффициентов при полиномах Лежандра;
- $SN[0:K]$ - функция, описывающая критерий Гаусса;
- $P[0:K, 1:M]$ } - полиномы Лежандра;
- $PR[0:K, 1:MR]$ }
- $A[0:K, 0:K]$ - прямая и обратная матрицы (см. уравнения (4) и (7));
- $C[0:K, 0:K]$ - используется для запоминания прямой матрицы;

- $AD[0:K, 0:K]$ - используется для запоминания обратной матрицы и для определения корреляционных коэффициентов;
- $B[0:K]$ - правая часть системы уравнений (4);
- $fR, n, nR[1:MR]$ - дифференциальные сечения упругого рассеяния, рассчитанные для дополнительных значений угла рассеяния в обеих системах координат;

real

- S' - используется для расчета величины dSF и для поиска минимального значения функции SN ;
- E - энергии падающих нейтронов; используется также для определения, произведен ли расчет в одной или в двух системах координат;
- F - оценка генеральной дисперсии δ_2 ;
- AT - атомный вес элемента; используется также для идентификации системы координат.

Порядок ввода исходных данных.

1. $\pm Z$ ($-Z$ вводится, если не заданы ошибки "d").
2. K
3. M
4. $\pm AT$ ($-AT$ вводится, когда угловое распределение задано в системе центра инерции).
5. E
6. v ($-v$ задается, если нужно сделать расчет не только в заданной системе координат; $abs(v) > 1,5$ задается, если нужно рассчитать дифференциальное сечение для дополнительно заданных значений косинуса угла рассеяния).
7. mu
8. f задается в мбарн/стер.
9. d задается в мбарн/стер (иногда не задается).
10. MR (задается, если $abs(v) > 1,5$).
11. muR (задается, если $abs(v) > 1,5$).

Если необходимо рассчитать несколько угловых распределений, то исходные данные последнего варианта заканчиваются нулем.

Порядок вывода исходных данных.

$Z, AT, E, F, n, aD, SF, AD, B, del, dSF, SN, mu, f, d;$
 $muR, fR, nR - \text{если } abs(v) > 1,5.$

АЛГОЛ-программа П А Р А Д Е Н К

```
begin
  integer Z, K, M;
  M 1 : inout ('r IO - 2', Z);
  if Z  $\neq$  0 then

    begin
      inout ('r IO - 2', K, M);

      begin
        integer r, k, i, n, l, q, v;
        real S, AT, E, F;
        array aD, b [0 : K];
        comment do 'aD' 'b' 20;

        begin
          array mu, f, d, pu, SF, SFD, dSF [1 : M],
            a, B, SN, del [0 : K],
            P [0 : K, 1 : M], AD, A, C [0 : K, 0 : K];
          comment do 'mu' 'f' 'd' 'pu' 'SF' 'SFD' 'dSF' 41
            'a' 'B' 'SN' 'del' 20
            'P' 820 'AD' 'A' 'C' 400;

          if Z < 0 then
            inout ('r IO - 2', AT, E, v, mu, f)
          else inout ('r IO - 2', AT, E, v, mu, f, d);
            inout ('p 2 - IO', Z, AT, E, v);

          Comment (перевод исходных данных в барны);

          for i := 1 step 1 until M do

            begin
              f [i] := 0.001 * f [i] ;
              d [i] := 0.001 * d [i] ;
            end;

            E := 0;
```

```
Comment (идентификация корней уравнения);  
if AT < 0 then  
  begin  
    r := -1; AT := -AT  
  end  
  
  else r := 1;  
  
  Comment (вычисление абсолютных значений, если они  
    отсутствуют);  
  if Z < 0 then  
  
    begin  
      for i := 1 step 1 until M do  
        d[i] := sqrt (f[i])  
    end;  
  
    Comment (вычисление весов  $p_1$  и  $F = \delta_2$ ):  
    S := 0;  
    for i := 1 step 1 until M do  
      S := S + 1/d[i]2; F := 1/S;  
    for i := 1 step 1 until M do  
      pu[i] := 1/(S * d[i]2);  
  
    Comment (очистка ячеек под SN и a[0]):  
  
    N2:  
    for l := 0 step 1 until K do  
      SN[l] := 0;  
      a[0] := 0;  
  
    Comment (решение задачи в приближении линейной  
      индикатриссы);  
    for i := 1 step 1 until M do  
  
      begin  
        a[0] := a[0] + 12.566 * f[i] * pu[i];  
        SF[i] := a[0]/12.566  
      end;
```

```
B[0]:=a[0];  
for i:=1 step 1 until M do  
  SN [0]:= SN [0]+ (f [i] - SF [i])2 * pu [i];  
  SN [0]:= SN [0] / (M - 1);  
  del [0]:= sqrt (I2.566 * SN [0]);
```

Comment (расчет полиномов Лежандра);

```
for i:=1 step 1 until M do  
begin  
  P [0,i]:=1; P [1, i]:= mu[i]  
end;
```

```
for n:=2 step 1 until K do  
for i:=1 step 1 until M do  
  P [n,i]:= (2 * n - 1) / n * mu[i] * P [n-1, i] -  
    (n - 1) / n * P [n-2, i];
```

Comment (запоминание SN [0]);

```
S:=SN [0];  
n:=0;
```

Comment (вычисление отношения заданной функции к восстановленной и запоминание этого отношения перед переходом к следующему приближению);

```
L:  
for i:=1 step 1 until M do  
  SFD [i]:=f [i] / SF [i];
```

Comment (запоминание коэффициентов „a“ перед переходом к следующему приближению);

```
for l:=0 step 1 until K do  
  if l < n then  
    ad [l]:=a [l]  
  else ad [l]:=0;
```

Comment (запоминание обратной матрицы перед переходом к следующему приближению);

```
for l:=0 step 1 until n do  
for k:=0 step 1 until n do  
  AD [l, k]:= A [l, k];
```

```
Comment (увеличение порядка приближения на единицу);  
  n:=n+1;  
Comment (очистка ячеек под B);  
  B[n]:=0;  
Comment (расчет значений B);  
  for i:=1 step 1 until M do  
  B[n]:=B[n]+ I2.566 * f[i] * P[n, i] * pu[i];  
Comment (расчет прямой матрицы);  
  for l:=0 step 1 until n do  
    A[l, n]:=0;  
    A[0, 0]:=1;  
  for l:=0 step 1 until n do  
  for i:=1 step 1 until M do  
  A[n, l]:=A[l, n]:=A[l, n] + P[l, i] * P[n, i] * pu[i];  
Comment (запоминание прямой матрицы);  
  if n=1 then
```

```
begin  
  C[0, 0]:=A[0, 0]; C[0, 1]:= C[1, 0]:= A[0, 1];  
  C[1, 1]:=A[1, 1]  
end;
```

```
  if n > 1 then
```

```
begin  
  for l:=0 step 1 until n do  
    C[l, n]:= C[n, l]:= A[l, n];  
  for l:=0 step 1 until (n-1) do  
  for k:=0 step 1 until (n-1) do  
    A[l, k]:= C[l, k]  
end;
```

```
Comment (обращение матрицы);  
  for q:=0 step 1 until n do
```

```
begin  
  for l:=0 step 1 until n do  
  for k:=0 step 1 until n do  
    if l≠q ∧ k≠q then  
  A[l, k]:=A[l, k]- A[q, k] * A[l, q] / A[q, q];  
  for l:=0 step 1 until n do  
  for k:=0 step 1 until n do  
    if l=q then  
begin  
  if k≠q then A[l, k]:=-A[q, k] / A[q, q]  
end
```

```
else
  if k=q then A[1, k]:=A[1, q]/A[q, q];
  for l:=0 step 1 until n do
  for k:=0 step 1 until n do
    if l=q  $\wedge$  k=q then A[1, k]:=1/A[q, q]
end;

Comment (очистка ячеек под „a“);
for l:=0 step 1 until K do
  a[l]:=0;
Comment (расчет коэффициентов „a“);
for l:=0 step 1 until n do
for k:=0 step 1 until n do
  a[l]:=a[l]+ A[1, k]* B[k];
Comment (очистка ячеек под SF );
for i:=1 step 1 until M do
  SF[i]:=0;
Comment (расчет SF - восстановленного углового
распределения);
for i:=1 step 1 until M do
for l:=0 step 1 until n do
  SF[i]:=SF[i]+ a[l]* P[l, i]/I2.566;
Comment (расчет SN );
for i:=1 step 1 until M do
  SN[n]:=SN[n]+ (f[i]- SF[i])2 * pu[i];
  SN[n]:=SN[n]/(M-n-1);
Comment (поиск минимального значения SN );
  if n<K then
begin
  if SN[n]/SN[n-1] < 1 then goto L
  else
  if SN[n-1] > S then goto L
end

  else
  if S < SN[K] then goto M3;
Comment (умножение обратной матрицы);
for l:=0 step 1 until (n-1) do
for k:=0 step 1 until (n-1) do
  AD[l, k]:=SN[n-1] * AD[l, k];
Comment (определение ошибок восстановленного углово-
го распределения);
for i:=1 step 1 until M do
begin
  S:=0;
```

```
begin
  for l:=0 step 1 until (n-1) do
    for k:=0 step 1 until (n-1) do
      S:=S + P[l, i] * P[k, i] * AD[l, k]
    end;
    dSF[i]:=sqrt(S)
  end;

  Comment (расчет ошибок коэффициентов B );
  for l:=0 step 1 until K do if l < (n-1) then
    del[l]:=I2.566 * sqrt (AD[l, l]) else del [l]:=0;
  Comment (расчет корреляционных коэффициентов);

  for l:=0 step 1 until (n-2) do
    for k:=(l+1) step 1 until (n-1) do
      begin
        AD[l, k]:= AD [l, k]/sqrt(AD[l, l] * AD[k, k]);
        AD[k, l]:= AD[l, k]
      end;
    end;
  for l:=0 step 1 until (n-1) do
    AD[l, l]:= 1;
    n:=(n-1);
    inout ('p2-IO', F, n, aD, del, SFD, dSF,
           AD, SN, mu, f, d);
    n:=(n+1);
    Comment (запоминание значения SN в min );
    S:=SN[n-1];
    Comment (переход к поиску следующего минимума);

    if n < K then goto L;
    Comment ( надо ли считать в другой системе координат?);
M3:
    if v < 0 then
      begin
        Comment ( произведен ли расчет в другой системе координат?);
        E:=E+1;
        if E < 3/2 then
          begin
            Comment (запоминание коэффициентов разложения заданного углового распределения);
```

```
for k:=0 step 1 until K do  
  b[k]:=aD[k];
```

Comment (перевод заданного углового распределения
в систему центра инерции);

```
if r>0 then
```

```
begin
```

```
  for i:=1 step 1 until M do
```

```
    begin
```

```
      f[i]:=f[i] * AT * sqrt(AT^2-1+mu[i]^2)/  
      (mu[i]+ sqrt(mu[i]^2 + AT^2 - 1))^2;  
      mu[i]:=(sqrt(AT^2 - 1 + mu[i]^2) * mu[i] - 1 +  
      mu[i]^2)/AT
```

```
    end;
```

Comment (переход к расчету углового распределе-
ния в другой системе координат);

```
      goto M2
```

```
    end
```

```
  else
```

Comment (перевод заданного углового распределе-
ния в лабораторную систему);

```
begin
```

```
  for i:=1 step 1 until M do
```

```
    begin
```

```
      f[i]:=f[i] * sqrt((AT^2 + 2 * AT * mu[i] + 1)^3/  
      (AT^2 * (AT + mu[i])));  
      mu[i]:= (1 + AT * mu[i])/sqrt(1 + 2 * AT *  
      mu[i] + AT^2)
```

```
    end;
```

Comment (переход к расчету углового распределе-
ния в другой системе координат);

```
      goto M2
```

```
    end
```

```
  end
```

```
end;
```

Comment (расчет дифференциального сечения
упругого рассеяния для произвольно
заданных дополнительных значений
косинуса);

if abs(v) > 1.5 then

begin

integer MR;

inout ('r IO-2', MR);

begin

array muR, nrR, fR[1: MR],
PR[0:K, 1:MR];

comment do 'muR' 'nrR' 'fR' I7 'PR' 289;

inout ('r IO-2', muR); K:=(n-1);

Comment (расчет полиномов Лежандра в дополнит.
точках);

for i:=1 step 1 until MR do

begin

PR[0, i]:= 1;

PR[1, i]:= muR[i]

end;

for k:=2 step 1 until K do

for i:=1 step 1 until MR do

PR[k, i]:=(2*k - 1)/k * muR[i] * PR[k-1, i]
-(k-1)/k * PR[k-2, i];

Comment (расчет углового распределения в до-
полнительных точках заданной систе-
мы координат, если v > 0, или системы
координат, полученной переводом из
заданной, если v < 0);

for i:=1 step 1 until MR do

fR[i]:=0;

for i:=1 step 1 until MR do

for l:=0 step 1 until K do

fR[i]:=fR[i]+ aD[l] * PR[l, i]/I2.566;

Comment (расчет углового распределения в до-
полнительных точках заданной систе-
мы координат, если v < 0);

if v < 0 then

begin

for i:=1 step 1 until MR do

nrR[i]:=0;

for i:=1 step 1 until MR do

for l:=0 step 1 until K do

- 233 -

nFR[i]:=nFR[i]+ b[1]* PR[1, 1]/LR.566

end;

if v > 0 then inout ('p 2-IO', nuR, fR)

else inout ('p 2-IO', nuR, fR, nFR)

end

end;

Comment (report a property everywhere and
-ments);

goto M1

end

end

end;

СЕЧЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, СОПРОВОЖДАЮЩИХСЯ
ВЫЛЕТОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Л.П.Абагян, С.М.Захарова.

В этом разделе собраны опубликованные до июля 1967 г. экспериментальные данные по сечениям нейтронных реакций, сопровождающихся вылетом заряженных частиц для элементов с $Z > 28$. Экспериментальные данные для элементов с $Z \leq 12$ и $13 \leq Z \leq 28$ приведены соответственно в первом (1964) и втором (1965) выпусках настоящего бюллетеня.

Сечения реакций (n, p) и (n, α) в зависимости от энергии представлены на рис. 1 ÷ 31. Периоды полураспада остаточных ядер $T_{1/2}$ и энергетические пороги реакций Q приводятся в подписях к рисункам. Данные по сечениям реакций, сопровождающихся вылетом других частиц (дейтонов, тритонов и др.), а также по сечениям реакций (n, p) и (n, α) на элементах, для которых отсутствуют измерения в широкой области энергий, сведены в табл. I. Табл. I содержит также сечения, измеренные на спектре деления и реакторных спектрах. Значения $T_{1/2}$ помещены соответственно во 2-ом и 3-ем столбцах табл. I. $T_{1/2}$ отсутствуют в тех случаях, когда остаточное ядро стабильно или когда приводится полное сечение реакции, содержащее сечения реакций с образованием метастабильных состояний остаточного ядра. Значения $T_{1/2}$ не приводились также для тех случаев, когда измерения проводились на естественной смеси многоизотопных элементов.

Данные по измерению дифференциальных сечений в настоящий обзор не включены.

Поскольку экспериментальные данные по измерению энергетических порогов имеют разброс, мы обычно ориентировались на данные более поздних работ. В ряде случаев приводятся значения Q , оцененные нами из энергетического баланса реакций.

Обсуждение результатов измерений различных авторов в данном обзоре не проводится, хотя следует отметить, что в ряде случаев расхождение превосходит ошибки эксперимента. В частности, результаты Тэвиса [Т-60], опубликованные в [В-61 I] систематически ниже измерений других авторов, а результаты Паула и Кларка [Р-53], полученные в 1953 г., как правило, выше.

В заключение считаем своим долгом выразить глубокую признательность Николаеву М.Н. за интерес к работе.

Таблица I

Р е а к ц и я	$T_{1/2}$	[МэВ]	Энергия нейтрона E_n [МэВ]	Эффективное сечение реакции σ [мбарн]	Л и т е р а т у р а
$^{63}\text{Cu}(n,p)$			14,1	53 ± 6	[У- 57]
$^{63}\text{Cu}(n,t)$			спектр деления	$(0,073 \pm 0,01) \cdot 10^{-3}$	[Н- 63], [Н- 61]
$^{63}\text{Cu}(n,p)\text{Ni}^{63}$		+ 0,72	14 14,1 14,1	105 ± 9 149 ± 30 120 ± 24	[А- 61] [S- 63] [Р- 57 I]
$^{63}\text{Cu}(n,He^3)\text{Co}^{61}$	105 мин	- 9,53	14,1 14,5	$3,2 \pm 1,1$ < 0,08	[Р- 61 II] [В- 62 I]
$^{65}\text{Cu}(n,p)\text{Ni}^{65}$	2,56 час	- 1,3	спектр деления "-"	$0,523 \pm 0,030$ 0,36	[S- 65 II] [Р- 61]
$^{65}\text{Cu}(n,n)\text{Co}^{62g}$	14 мин	- 0,09	14,5 14,7 14,7 14,8	20 ± 10 14 ± 10 $7,5 \pm 2,0$ 21 ± 7	[В- 62 II] [В- 63 II] [К- 63] [Р- 60 II]
$^{65}\text{Cu}(n,n)\text{Co}^{62m}$	1,6 мин		14,7	$1,9 \pm 0,6$	[В- 63 III]
$^{65}\text{Cu}(n,He^3)\text{Co}^{63}$			14,8	1 + 3	[Р- 61 III]
$^{66}\text{Zn}(n,p)\text{Cu}^{66}$	12,9 час	+ 0,21	спектр деления "-" "-" "-" "-" "-" "-" спектр деления спектр реактора ($E_{эф} = 4,6$ МэВ)	$27,0 \pm 1,6$ $26,9 \pm 1,2$ 25 28 49 35 22 44 320	[В- 64] [R- 67] [Н- 62 II] [Р- 61] [D- 60 II] [R- 59] [R- 59] [Н- 59] [В- 65 III]
$^{66}\text{Zn}(n,t)\text{Cu}^{62}$	9,7 мин	- 9,72	14,6	< 0,1	[В- 61 II]
$^{66}\text{Zn}(n,p)\text{Cu}^{66}$	5,1 мин	- 1,85	спектр деления	$0,560 \pm 0,034$	[R- 67]
$^{67}\text{Zn}(n,p)\text{Cu}^{67}$	59 час	+ 0,21	3,3 14 ~14,5 14,8 спектр деления "-" "-" "-" "-" спектр деления	< 5 41 ± 7 48 ± 6 43 ± 1 $0,96 \pm 0,07$ $0,9 \pm 0,1$ 0,57 0,8 0,27 0,54	[L- 61] [Н- 61] [L- 65] [В- 67] [K- 67] [В- 64] [Р- 61] [D- 60 II] [K- 59] [Н- 58]
$^{68}\text{Zn}(n,p)\text{Cu}^{68}$	2,25 час	- 3,80	~14,5 14,8 спектр деления	~25 51 ± 10 $(13,1 \pm 1,9) \cdot 10^{-3}$	[L- 65] [Р- 61 II] [K- 67]

I	2	3	4	5	6
$Zn^{69}(n,\alpha)Ni^{65}$	2,56 час	+ 0,82	14,05 14,7 14,8 14,8 спектр деления "-"	$7,6 \pm 0,8$ 18 ± 5 10 ± 1 51 ± 10 $0,063 \pm 0,004$ $0,020$	[B - 58] [B - 63 II] [B - 67] [P - 60 I] [R - 67] [R - 59]
$Zn^{70}(n,\alpha)Ni^{67}$			14,8	$11,4 \pm 3,2$	[M - 65 II]
$Ga^{69}(n,\alpha)Cu^{66}$	5,1 мин	1,42	14,2 14,5 14,8	39 ± 8 105 ± 57 18 ± 2	[H - 58] [P - 53] [B - 67]
$Ga^{71}(n,p)Zn^{70}$	2,3 мин	- 2,1	14,8	$5,4 \pm 1,2$	[B - 67]
$Ga^{71}(n,p)Zn^{71m}$	3,92 час		14,8	$11,0 \pm 1,5$	[B - 67]
$Ga^{71}(n,\alpha)Cu^{68}$	3,2 сек		14,8	6 ± 4	[P - 66]
$Ge^{70}(n,p)Ga^{70}$	20,5 мин	- 1,0	13 13,8 14,5 14,8 14,8	47,9 71,3 129 ± 65 77 ± 10 64 ± 13	[W - 59] [W - 50] [P - 53] [B - 67] [K - 65]
$Ge^{72}(n,p)Ga^{72}$	14,3 час	- 3,27	14,4 14,5 14,8 спектр деления	$47,4 \pm 4,7$ $65,2 \pm 26$ 31 ± 4 <0,01	[W - 66 I] [P - 53] [B - 67] [R - 59]
$Ge^{72}(n,\alpha)Zn^{69}$		+ 1,1	14,4	$15,2 \pm 1,5$	[W - 66 I]
$Ge^{72}(n,\alpha)Zn^{69m}$	13,9 час		14,8 спектр деления спектр реакто- ра WWR-8	$8,2 \pm 1,0$ < 1,0 $0,020 \pm 0,005$	[B - 67] [R - 59] [N - 63]
$Ge^{73}(n,p)Ga^{73}$	4,8 час	- 0,6	14,4 14,5 14,8	$26,4 \pm 2,6$ 137 ± 68 20 ± 4	[W - 66 I] [P - 53] [B - 67]
$Ge^{73}(n,\alpha)Zn^{70}$		+ 3,79	14 14,1 14,8	$0,13 \pm 0,02$ $0,12 \pm 0,02$ $0,08 \pm 0,02$	[H - 66 II] [A - 65 III] [A - 65 III]
$Ge^{74}(n,p)Ga^{74}$	8 мин	- 4,9	14,4 14,8	$13,2 \pm 1,3$ 10 ± 3	[W - 66 I] [B - 67]
$Ge^{74}(n,\alpha)Zn^{71}$		- 0,27	14,4	$13,3 \pm 1,3$	[W - 66 I]
$Ge^{74}(n,\alpha)Zn^{71g}$	2,3 мин	- 0,22	14,5 14,8	$14,9 \pm 6$ $2,8 \pm 0,6$	[P - 53] [B - 67]
$Ge^{74}(n,\alpha)Zn^{71m}$	3,92 час		14,8 спектр реакто- ра WWR-3	$3,3 \pm 0,5$ $0,002 \pm 0,001$	[B - 67] [N - 63]

I	2	3	4	5	6
$^{74}_{e}(n,d)Zn^{11m2}$	52,5 мин		14,8	$6,3 \pm 1,0$	[B-67]
$^{75}_{1s}(n,2p)Ga^{14}$	7,8 мин	- 11,8	14,7	$< 0,50$	[B-63 III]
$^{75}_{1s}(n,He^3)Ga^{13}$	5 час	- 9,89	14,5 14,8	0,51 $< 0,5$	[B-62 I] [F-65]
$^{74}_{e}(n,p)As^{14}$	17,5 дн.	- 0,6	14,05 14,4 14,75 14,8	165 ± 20 107 ± 11 142 ± 10 200 ± 40	[H-66 III] [R-67 I], [V-66] [H-66 III] [B-67 I]
$^{76}_{e}(n,p)As^{16}$	26,5 час	- 2,2	13,8 14,4 14,7 14,8	33,3 56 ± 6 68 ± 8 54 ± 8	[W-50] [R-67 I], [V-66] [M-67] [B-67 I]
$^{77}_{e}(n,p)As^{17}$	39 час	0,1	14,5 14,8	$45,2 \pm 22,6$ 36 ± 10	[P-53] [B-67 I]
$^{78}_{(n,p)As^{18}}$	95 мин	- 3,3	14,4 14,8	$24,0 \pm 2,4$ 14 ± 2	[R-67 I], [V-66] [B-67 I]
$^{78}_{(n,d)Ge^{15}}$		+ 0,53	14,4	6 ± 1	[R-67 I], [V-66]
$^{78}_{(n,d)Ge^{15}}$	85 мин	+ 0,53	14,8	7 ± 1	[B-67 I]
$^{80}_{(n,p)As^{19}}$	36 сек	- 5,2	14	< 14	[A-61]
$^{80}_{(n,d)Ge^{17}}$		- 1,4	14,4	2 ± 9	[R-67 I], [V-66]
$^{80}_{(n,d)Ge^{17g}}$	12 час	- 1,4	14,8	$2,6 \pm 0,4$	[B-67 I]
$^{80}_{(n,d)Ge^{17m}}$	59 сек		14,5	$37,7 \pm 15,8$	[P-53]
$^{80}_{(n,p)}$			14,0	< 14	[A-61]
$^{81}_{(n,p)Se^{19m}}$	3,9 мин		14,8	10 ± 3	[K-66 III]
$^{81}_{(n,p)Se^{19g}}$	18 мин	- 0,61	14,6 14,8	25 ± 5 $6,5 \pm 1,5$	[B-62] [B-67 I]
$^{81}_{(n,p)Se^{21m}}$	58 мин		14,6 14,7 14,8 14,8 14,8	52 ± 8 23 ± 5 $14,5 \pm 2,0$ $15,6 \pm 2,6$ 16 ± 13	[B-62] [M-67] [B-67 I] [G-66] [G-65 I]
$^{78}_{(n,d)As^{18}}$	90 мин	+ 0,61	14,5 14,6 14,7 14,7 14,7 14,7 14,8 14,8	103 ± 21 117 ± 20 $3,2 \pm 1$ $9,2 \pm 1,2$ 10 ± 1 $6,6 \pm 1,4$ $6,5 \pm 1,2$ $3,8 \pm 1,0$	[P-53] [S-62] [M-67] [K-65 I] [M-67] [B-63 III] [B-67 I] [G-66]

I	2	3	4	5	6
			I4,8 I4,8 I4,9	14 ± 10 7 ± 3 $7,5 \pm 1,5$	[G- 65 I] [G- 65 I] [K- 65 I]
$^{85}_{37}Rb(n,\alpha)Br^{82}$	35,8 час	+ I,2	I4,6	142 ± 9	[S- 62]
$^{87}_{37}Rb(n,\alpha)Br^{84}$	33 мин	- I,9	I4 I4,6	$38,9 \pm 16,3$ 52 ± 12	[P- 53] [S- 62]
$^{88}_{38}Sr(n,p)$			I4	22 ± 17	[A- 61]
$^{88}_{38}Sr(n,\alpha)Kr^{85m}$	4,5 час		I4,5 I4,6	64 ± 19 87 ± 31	[P- 53] [S- 62]
$^{89}_{39}Y(n,2p)Rb^{88}$	18 мин	- II,8	I4,7	$< 0,03$	[B- 63 III]
$^{90}_{40}Zr(n,p)$			I4 I4,1	62 ± 12 180 ± 70	[A- 61] [A- 55 I]
$^{90}_{40}Zr(n,\alpha)Sn^{87m}$	2,8 час		I4,05 I4,1 I4,1 I4,5 I4,5 I4,7 I4,9	$3,3 \pm 0,6$ $3,34 \pm 0,16$ $3,1 \pm 0,2$ 4,2 194 ± 127 $> 2,8 \pm 1,3$ $3,2 \pm 0,2$	[B- 58] [R- 60] [B- 55 II] [M- 63 IV] [P- 53] [B- 63 III] [B- 55 II]
$^{92}_{40}Zr(n,p)Y^{92}$	3,7 час	- 2,72	6 I4,1 I4,5 I4,5 I4,6 I4,7	$\leq 0,15$ $20,7 \pm 0,9$ 19 25 ± 5 76 ± 16 22 ± 4	[C- 64], [C- 66 II] [R- 60] [M- 63 IV] [L- 63] [S- 62] [B- 63 III]
$^{94}_{40}Zr(n,p)Y^{94}$	17 мин	- 4,6	6 I4,1 I4,5 I4,5 I4,5 I4,6 I4,7	$\leq 0,2$ $10,8 \pm 0,6$ 5,1 11 ± 2 $10,6 \pm 4,2$ 48 ± 12 7 ± 4	[C- 64], [C- 66 II] [R- 60] [M- 63 IV] [L- 63] [P- 53] [S- 62] [B- 63 III]
$^{94}_{40}Zr(n,He^3)Sr^{92}$	2,7 час	- I2,9	I4	$< 0,4$	[B- 62 I]
$^{96}_{40}Zr(n,p)Y^{96}$	2,3 мин		I4,1	$13,0 \pm 4,0$	[Y- 61 I]
$^{96}_{40}Zr(n,\alpha)Sr^{93}$	7,5 мин		I4,1 I4,5 I4,5 I4,5 I4,7 I4,8	$4,8 \pm 0,7$ 1,1 $2,3 \pm 0,5$ 5 ± 10 5 ± 4 9,6	[R- 60 I] [M- 63 IV] [L- 63 I] [Y- 61 I] [B- 63 III] [B- 61 VIII]
$^{93}_{41}Nb(n,p)Zr^{93}$		+ 0,7	I4,1	22 ± 8	[Y- 57]
$^{93}_{41}Nb(n,2p)Y^{92}$	3,7 час	- 8,81	I4,7	$< 0,5$	[B- 63 III]

1	2	3	4	5	6
$Nb^{94}(n, He^3)Y^{94m}$	51 мин	- 7,68	14,7	< 0,06	[B- 63 III]
$Nb^{93}(n, \alpha)Y^{90}$	64 час	± 50	спектр деления	0,024	[R- 59]
$Mo^{92}(n, p)$			14	120 ± 20	[A- 61]
$Mo^{92}(n, p)Nb^{92}$	10 дн	+ 0,41	14,7 спектр деления "- "- "- "- "- "-	60 ± 15 $6,74 \pm 0,27$ $5,75 \pm 0,25$ 6,1 $6,2 \pm 0,4$ $7,43 \pm 0,80$ 6 2,6 1,3	[B- 62 IА], [B- 63 II] [R- 67] [B- 67 - II] [B- 67 - II] [B- 64] [G- 62 IV] [H- 62 - III] [M- 58] [R- 58]
$Mo^{92}(n, \alpha)Zr^{89}$	79 час	+ 3,7	14,7 спектр деления	20 ± 8 0,017	[B- 62 IА] [R- 59]
$Mo^{94}(n, p)Nb^{94m}$	6,6 мин		14,7	$6,0 \pm 1,5$	[B- 63 III]
$Mo^{95}(n, p)Nb^{95}$	35 дней	- 0,15	спектр деления "- "- "- "- "- спектр деления	$0,138 \pm 0,006$ $0,13 \pm 0,02$ 0,1 > 0,3 $0,78 \pm 0,08$ < 0,1 0,2	[R- 67] [B- 64] [H- 62 III] [B- 62] [G- 62 IV] [R- 59] [M- 58]
$Mo^{96}(n, p)Nb^{96}$	26 час	- 2,35	14,6 14,7 спектр деления	21 ± 7 37 ± 9 $0,24 \pm 0,03$	[B- 62] [B- 63 III] [G- 62 IV]
$Mo^{97}(n, p)Nb^{97}$	75 мин	- 1,25	14,5 14,6	108 ± 54 68 ± 14	[P- 55] [S- 62]
$Mo^{98}(n, p)Nb^{98}$	51 мин	- 1,4	13,8 14,7 14,8	17,2 9 ± 2 12 ± 2	[W- 50] [B- 63 III] [G- 66 III]
$Mo^{98}(n, p)Nb^{98}$	1,5 мин		14,8	2 ± 1	[G- 66 III]
$Mo^{98}(n, \alpha)Zr^{95}$	6,5 дн	+ 3,7	14,7 спектр деления	9 ± 2 $(14 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}$	[B- 63 III] [R- 67]
$Mo^{100}(n, \alpha)Zr^{97}$	17 час	+ 1,3	14,6	14 ± 6	[S- 62]
$Tc^{99}(n, p)Mo^{99}$	37 час	$\sim 0,59$	14,1 14,8	$7,3 \pm 1,1$ ~ 5	[G- 65 II] [G- 66 IV]
$Tc^{99}(n, \alpha)Nb^{96}$	23 час	$\sim 4,3$	14,1	$2,02 \pm 0,22$	[G- 65 II]
$Tc^{99}(n, p, \alpha)Zr^{95}$	65 дн	$\sim - 2,3$	14,1	< 1	[G- 65 II]
$Ru^{96}(n, p)Tc^{96}$		+ 0,32	14,7	170 ± 30	[G- 66 II]
$Ru^{99}(n, p)Tc^{99m} + Ru^{100}(n, \alpha)Tc^{99m}$	6 час		14,7	$< 16 \pm 4$	[G- 66 II]

1	2	3	4	5	6
$Ru^{100}(n,p)Tc^{100}$	16 сек		14,8	15 ± 6	[P-65]
$Ru^{101}(n,p)Tc^{101}$	15 мин	- 0,5	14,5	$1,99 \pm 1,4$	[P-53]
$Ru^{101}(n,p)Tc^{101} + Ru^{102}(n,d)Tc^{101}$	15 мин		14,7	36 ± 3	[G-66 II]
$Ru^{102}(n,p)Tc^{102}$	4,5 мин	- 2,8	14,7	$6,7 \pm 1,5$	[G-66 II]
$Ru^{102}(n,p)Tc^{102m}$	5 сек		14,8	$2 \pm 0,5$	[P-66]
$Ru^{104}(n,p)Tc^{104}$	18 мин	- 3,28	14,7	$7,2 \pm 1,0$	[G-66 II]
$Ru^{104}(n,d)Mo^{101}$	14,6 мин	+ 2,05	14,7	$2,6 \pm 1,0$	[G-66 II]
$Rh^{103}(n,p)Tc^{103}$	1,2 мин	+ 0,03	13,2 14,1	11 ± 3 15 ± 4	[V-57] [B-57]
$Rh^{103}(n,2p)Tc^{102}$	4,5 мин	- 8,53	14,7	$< 0,05$	[G-66 II]
$Rh^{103}(n,He^3)Tc^{101}$	15 мин	- 8,2	14,5 14,7 14,7 14,8 14,8	$< 0,09$ $0,0012 \pm 0,001$ $< 0,0004$ $< 0,013 \pm 0,007$ $1,5 + 3,5$	[B-62 I] [C-66 V] [G-66 II] [F-65] [K-60 I]
$Rh^{103}(n,\alpha)Tc^{100}$	15,8 сек	+ 4,2	14,5 14,7 14,8	63 ± 25 11 ± 2 80 ± 7	[P-53] [C-66] [P-66]
$Pd^{104}(n,p)$			14	7 ± 2	[V-57]
$Pd^{104}(n,p)Rh^{104}$	44 сек	- 1,92	14,5	132 ± 66	[P-53]
$Pd^{105}(n,p)Rh^{105}$	36,5 час	+ 0,2	14,5 14,5	$30,7 \pm 1,5$ 743 ± 520	[D-65 I] [P-53]
$Pd^{106}(n,p)Rh^{106}$		- 2,75	14,5	$0,72 \pm 0,04$	[D-65 - I]
$Pd^{108}(n,\alpha)Rh^{105}$	4,4 час	+ 2,5	14,05 14,5 14,5	$2,3 \pm 0,4$ $0,54 \pm 0,04$ 3,1	[B-62] [D-65 - I] [M-63 - IV]
$Pd^{110}(n,\alpha)Ru^{101}$	4 мин	+ 2,13	14,5 14,5	$2,48 \pm 0,12$ $13,8 \pm 6,2$	[D-65 - I] [P-53]
$Ag^{107}(n,p)$			14	< 14	[A-61]
$Ag^{107}(n,t)$			спектр деления	$(3,019 \pm 0,003) \cdot 10^{-3}$	[H-63]
$Hg^{109}(n,\alpha)Rh^{106m}$	130 мин		14 14,8	38 ± 6 12 ± 3	[K-59 - II] [M-61]
$Cd^{106}(n,p)$			14	< 14	[A-61]
$Cd^{106}(n,p)Hg^{106}$		+ 0,37	14,5	$76 + 24$	[L-63]
$Cd^{110}(n,p)Hg^{110m}$	270 дн		спектр деления	0,1	[R-59]

Продолжение таблицы I

I	2	3	4	5	6
$Cd^{114}(n,p)Ag^{112}$	3,2 час	- 3,3	14,5	11 ± 3	[Л- 63]
$Cd^{113}(n,p)Ag^{113}$	5,3 час	- 1,2	14,5	8 ± 2	[Л- 63]
$Cd^{114}(n,\alpha)Pd^{110g}$	22 мин	+ 1,9	14 14,5	$0,51 \pm 0,13$ $0,6 \pm 0,1$	[Д- 57] [Л- 63]
$Cd^{114}(n,\alpha)Pd^{111m}$	5,5 час		14	$0,13 \pm 0,04$	[Д- 57]
$Zn^{64}(n,p)$			14 14,1	<14 20 ± 9	[А- 61] [У- 57]
$Zn^{66}(n,\alpha)$			14	$8,1 \pm 0,8$	[Б- 62 III]
$Zn^{115}(n,p)Cd^{115}$		- 0,67	14,5	$15,5 \pm 3,9$	[С- 59 - I]
$Zn^{115}(n,\alpha)Hg^{114}$	3,2 час	+ 2,24	14,05 14,5 14,6	$2,5 \pm 0,4$ $2,89 \pm 0,29$ $3,0 \pm 1,2$	[В- 58] [С- 59 - I] [А- 65]
$^{50}Sn^{112}(n,p)$			14	<15	[А- 61]
$Sn^{112}(n,p)Zn^{112}$		+ 0,13	14,1	145 ± 30	[К- 64 - I]
$Sn^{112}(n,p)Zn^{112g}$	18,1 мин	+ 0,13	14,5	$10 \pm 1,2$ $2,6$	[Л- 63]
$Sn^{112}(n,p)Zn^{112m}$	20,7 мин		14,1	100 ± 27	[К- 64 - I]
$Sn^{116}(n,p)Zn^{116}$	15,6 сек	- 1,76	14,2	11 ± 4	[В- 63 - VII]
$Sn^{116}(n,p)Zn^{116m}$	56,6 мин		14,2 14,5	11 ± 2 $5,4 \pm 1,5$	[В- 63 - VIII] [Л- 63]
$Sn^{117}(n,p)Zn^{117}$		- 0,13	14,1	23 ± 4	[К- 64 - I]
$Sn^{117}(n,p)Zn^{117g}$	45 мин	- 0,13	14,9	$10,7 \pm 2,6$	[В- 65 - II]
$Sn^{117}(n,p)Zn^{117m}$	1,9 час		13,8 14,9	0,8 $5,1 \pm 1,6$	[У- 50] [В- 63 - II]
$Sn^{118}(n,p)Zn^{118m}$	4,5 мин		14,5 14,9	$11,7 \pm 2,5$ $5,8 \pm 0,2$	[Л- 63] [В- 65 - II]
$Sn^{118}(n,p)Zn^{118g}$	5,1 сек	- 3,7	14,9	$0,4 \pm 0,2$	[В- 65 - II]
$Sn^{119}(n,p)Zn^{119g}$	17,5 мин	- 1,6	14,5 14,9	$11,1 \pm 2,5$ $4,3 \pm 1,4$	[Л- 63] [В- 63 - II]
$Sn^{119}(n,p)Zn^{119m}$	4 мин		14,9	$4,3 \pm 1,5$	[В- 65 II]
$Sn^{120}(n,p)Zn^{120g}$	3,2 сек	- 4,6	14,8	~ 1	[Р- 60 IV]
$Sn^{120}(n,p)Zn^{120m}$	51 сек		14,5 14,8	$4,6 \pm 1,2$ $2,8 \pm 1,0$	[Л- 63] [Р- 60 - IV]
$^{72}Te^{124}(n,p)$			14	<5	[А- 61]
$Te^{124}(n,p)Sb^{124g}$	59 дн	- 2,8	14,2	144 ± 40	[В- 63 XL]
$Te^{124}(n,p)Sb^{124m}$	1,6 мин		14,2	$4,5 \pm 3,1$	[В- 63 - III]

1	2	3	4	5	6
$Te^{124}(n,p)Sb^{124m}$	21 мин		14,2	< 0,4	[B-63 KB]
$Te^{124}(n,\alpha)Sn^{121}$	27 час	+ 4,33	14,8	$3,65 \pm 2,0$	[M-63 - Y]
$Te^{126}(n,\alpha)Sn^{123}$	39,7 мин	+ 3,38	14,8	$0,55 \pm 0,3$	[M-63 - Y]
$Te^{128}(n,p)Sb^{128g}$	9,6 час	- 4,34	14,2	$2,5 \pm 0,5$	[B-63 KB]
$Te^{128}(n,p)Sb^{128m}$	7 мин		14,2	65 ± 19	[B-63 KB]
$Te^{128}(n,\alpha)Sn^{125}$	9,7 мин	+ 2,82	14,8	0,39	[M-63 - Y]
$Te^{130}(n,p)Sb^{130g}$	12,3 мин	- 5,55	14,2	13 ± 5	[B-63 KB]
$Te^{130}(n,p)Sb^{130m}$	35,6 мин		14,2	$2,6 \pm 0,8$	[B-63 KB]
$Te^{130}(n,\alpha)Sb^{127}$	2,45 час	+ 1,25	14,0 14,5 14,8	$0,5 \pm 0,1$ $0,37 \pm 0,055$ $0,94 \pm 0,28$	[H-58] [C-59 - I] [M-63 - Y]
${}_{53}J^{127}(n,p)Te^{127}$	9,3 час	- 0,02	13,8 14 14,1 14,5 14,5	$> 6,91$ < 5 25 ± 15 $11,7 \pm 1,8$ 231 ± 139	[W-50] [A-61] [B-60] [C-59 I] [P-53]
$J^{127}(n,\alpha)Sb^{124}$		3,85	14	$1,39 \pm 0,17$	[B-62 Y]
$Cs^{133}(n,2p)J^{132}$	2,3 час	- 9,15	14,7	< 0,005	[B-63 B]
$Cs^{133}(n,He^3)J^{131}$	8,05 дн	- 7,8	14,5	< 0,15	[B-62 I]
$Cs^{133}(n,\alpha)J^{130}$	12,6 час	+ 4,2	14,05 14,5 14,7 спектр деления спектр деления	$1,0 \pm 0,3$ $1,9 \pm 0,2$ $1,0 \pm 0,9$ 0,00024 0,0005	[B-58] [C-59 I] [B-63 III] [R-59] [R-59]
${}_{56}Ba^{132}(n,p)Cs^{132}$	~ 62 дн	0	спектр деления	5,3	[R-59]
$Ba^{136}(n,p)Cs^{136}$	13,5 дн	- 1,51	14,5 14,8 спектр деления	$38,3 \pm 3,8$ 49 ± 10 0,0015	[C-59 I] [W-60 II] [R-59]
$Ba^{138}(n,p)Cs^{138}$	32 мин	- 4,06	14,5 14,5 14,5 14,8	$1,9 \pm 0,5$ $2,2 \pm 0,3$ $6,3 \pm 2,2$ $2,5 \pm 1,0$	[H-63] [C-59 I] [P-53] [W-60 II]
$Ba^{138}(n,\alpha)Xe^{135}$	9,2 час	+ 3,75	14 15 спектр деления	13 ± 2 $4,9 \pm 0,7$ $(1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	[F-61] [d-65 Y] [d-65 Y]
$Ba^{138}(n,\alpha)Xe^{135m}$	16 мин		14	13 ± 2	[F-61]
${}_{51}La^{139}(n,p)Ba^{139}$	85 мин	- 1,6	13,8 14,5	1,10 $2,33 \pm 0,35$	[W-50] [C-59 I]

1	2	3	4	5	6
			14,5 14,7 14,8	5,7 ± 1,1 4,5 ± 1,1 5 ± 1	[P-53] [C-53] [W-60 II]
$La^{139}(n, \alpha) Cs^{139}$	32 мин	- 10,3	14,7	0,046	[B-63 - I]
$La^{139}(n, \alpha) Cs^{140}$	13,5 дн	+ 4,17	14,5 14,6 14,8	1,87 ± 0,19 5 ± 1 1,3	[C-59 - I] [L-64 - I] [W-60 - II]
$57Co^{140}(np) Au^{140}$	40 час	- 3,01	14,5 14,8	12,1 ± 1,2 10 ± 2	[C-59 - I] [W-60 - II]
$Ce^{142}(np) Au^{142}$	77 мин	- 4,19	14,5 14,8	9,4 ± 0,9 5 ± 2	[C-59 - I] [W-60 - II]
$Ce^{142}(n, \alpha) Ba^{143}$	85 мин	+ 5,65	14,5 14,8	7,04 ± 0,7 8 ± 2	[C-59 - I] [W-60 - II]
$59Pr^{141}(np) Ce^{141}$	3: дн	+ 0,2	14,7 14,8	~ 4 4,5 ± 1,0	[K-64 - II] [W-60 - II]
$Pr^{141}(n, \alpha) Au^{141}$	4: час	- 5,2	14,7	0,84	[B-63 - I]
$Pr^{141}(n, \alpha) La^{141}$		+ 6,19	14,6 14,6	3 ± 0,5 4,5 ± 1	[K-64 II] [K-64 III] [L-64 VI]
$Nd^{142}(np) Pr^{142}$	29,2 час	- 1,38	14,5	13,5 ± 2,7	[C-59 I]
$140Nd^{142}(n, \alpha) Ce^{143}$	140 дн	+ 4,6	14,8	2 ± 1	[W-60 I]
$Nd^{142}(n, \alpha) Ce^{148m}$	65 сек		14,8	10 ± 2	[W-60 II]
$Nd^{143}(np) Pr^{143}$	13,95 дн	- 3,15	14,5	11,5 ± 2,7	[C-59 I]
$Nd^{146}(n, \alpha) Ce^{145}$	34 час	+ 6,67	14,5 14,4	2,6 ± 0,4 8,3 ± 2	[C-59 I] [W-60 II]
$Nd^{147}(np) Pr^{147}$	12 мин	- 4,7	14,8	3,5 ± 0,8	[W-60 II]
$Ni^{148}(n, He^3) Kr^{149}$	13,9 мин		14,8	0,6 ± 0,8	[P-61 E]
$Ni^{148}(n, \alpha) Ce^{145}$	3,1 мин	+ 5,8	14,8	5 ± 1	[W-60 II]
$52Pm^{152}(np) Pm^{152}$	6,5 мин	- 4,2	14,8	3,7 ± 0,2	[W-60 II]
$Sm^{152}(n, \alpha) Nd^{149}$	1,8 час	+ 5,2	14,5 14,8	8,9 ± 4,9 10 ± 2	[P-53] [W-60 II]
$Sm^{154}(np) Pm^{154}$	2,5 мин		14,8	3,5 ± 1,2	[W-60 II]
$Sm^{154}(n, \alpha) Nd^{151}$	17,5 мин	+ 5,3	14,8	9 ± 3	[W-60 II]
$66Cu^{153}(n, p) Sm^{153}$	47 час	- 0,25	14,5	7,4 ± 1,7	[C-59 I]
$Eu^{153}(n, \alpha) Pm^{150}$	2,7 час	+ 6	14,6	9 ± 2	[K-65]
$Gd^{156}(n, \alpha) Sm^{153}$	47 час	+ 5,48	14,5	3,22 ± 0,49	[C-59 I]
$Gd^{158}(np) Eu^{158}$	15,7 дн	- 0,52	14,5	11,3 ± 1,7	[C-59 I]
$Gd^{161}(n, \alpha) Sm^{158}$			14,8	2 ± 1	[W-60 II]

1	2	3	4	5	6
$^{159}_{65}\text{Tb}^{159}(n,2p)\text{Eu}^{159}$	60 мин	- 10	14,7	0,08	[B-63 II]
$^{159}_{66}\text{Dy}^{159}(n,\alpha)\text{Eu}^{156}$	14 дн	+ 5,04	14,6	$2,2 \pm 0,5$	[K-65 II], [d-64 - V]
$^{162}_{66}\text{Dy}^{162}(n,\alpha)\text{Gd}^{159}$	18 час	+ 5,15 МэВ	14,5	$3,56 \pm 0,36$	[C-59 I]
$^{163}_{67}\text{Dy}^{163}(n,p)\text{Tb}^{163}$	3,1 час	- 2,2	14,8	$3,0 \pm 1,0$	[w-60 II]
$^{164}_{67}\text{Dy}^{164}(n,\alpha)\text{Gd}^{161}$	3,7 мин	~ 5,1	14,8 14,8	4 ± 1 $4,5 \pm 0,8$	[K-65] [w-60 II]
$^{165}_{68}\text{Ho}^{165}(n,p)\text{Dy}^{165}$		- 0,42	14	40 ± 10	[F-61]
$^{165}_{68}\text{Ho}^{165}(n,p)\text{Dy}^{165m}$	1,3 мин		14	< 1	[F-61]
$^{167}_{69}\text{Er}^{167}(n,p)\text{Ho}^{167}$	3,1 час	- 0,22	14,8	$3,0 \pm 1,0$	[w-60 II]
$^{168}_{69}\text{Er}^{168}(n,p)\text{Ho}^{168}$	3,3 мин	- 1,9	14,8	$2,5 \pm 10$	[w-60 II]
$^{169}_{69}\text{Er}^{169}(n,\alpha)\text{Dy}^{165\gamma}$	140 мин	+ 6,18	14,8	$0,5 \pm 0,2$	[w-60 II]
$^{169}_{69}\text{Er}^{169}(n,\alpha)\text{Dy}^{165m}$	1,5 мин		14,8	$1,0 \pm 0,2$	[w-60 II]
$^{170}_{69}\text{Er}^{170}(n,p)\text{Ho}^{170}$	40 сек	- 2,7	14,8	$1,8 \pm 0,5$	[w-60 II]
$^{170}_{69}\text{Er}^{170}(n,\alpha)\text{Dy}^{166}$	4,4 мин		14,8	$1,0 \pm 0,2$	[w-60 II]
$^{175}_{71}\text{Lu}^{175}(n,p)\text{Tb}^{175}$	4,2 дн	- 0,31	14,5	$3,42 \pm 0,51$	[C-59 I]
$^{175}_{71}\text{Lu}^{175}(n,\alpha)\text{Tb}^{175}$	4,2 дн	+ 6,73	14,5	$2,0 \pm 0,2$	[C-59 I]
$^{181}_{73}\text{Ta}^{181}(n,\alpha)\text{Lu}^{178}$	22 мин	+ 7,5	спектр деления	$8,5 \cdot 10^{-5}$	[K-59]
$^{184}_{73}\text{Ta}^{184}(n,p)\text{Ta}^{184}$	8,7 час	- 2,59	14,5	$4,75 \pm 0,95$	[C-59 I]
$^{187}_{75}\text{Re}^{187}(n,p)\text{W}^{187}$	24 час	- 0,53	14,5	$3,93 \pm 0,39$	[C-59 I]
$^{187}_{75}\text{Re}^{187}(n,\alpha)\text{Ta}^{184}$	8,7 час	+ 7,40	14,5	$0,94 \pm 0,14$	[C-59 I]
$^{188}_{76}\text{Os}^{188}(n,p)\text{Re}^{188}$	16,8 час	- 1,34	14,6 14,7	$8,7 \pm 1,1$ $7,1 \pm 1,2$	[N-65] [C-66]
$^{190}_{76}\text{Os}^{190}(n,p)\text{Re}^{190}$	2,8 мин		14,7	$2,0 \pm 0,5$	[C-66]
$^{191}_{76}\text{Os}^{191}(n,\alpha)\text{W}^{187}$	14 час	+ 9,36	14,5 14,6	$0,57 \pm 0,09$ $0,47 \pm 0,04$	[C-59 I] [N-65]
$^{191}_{77}\text{Ir}^{191}(n,\alpha)\text{Re}^{188}$	16,8 час	+ 9,43	14,5	$2,43 \pm 0,37$	[C-59 I]
$^{193}_{77}\text{Ir}^{193}(n,p)\text{Os}^{193}$	31 час	- 0,31	14,5	$2,7 \pm 0,5$	[C-59 I]
$^{194}_{80}\text{Pb}^{194}(n,p)\text{Ir}^{194}$	19,7 час	- 1,32	14,5	$3,92 \pm 0,39$	[C-59 I]
$^{194}_{80}\text{Pb}^{194}(n,\alpha)\text{Os}^{191}$	15 дн	+ 7,09	14,5	$1,26 \pm 0,25$	[C-59 I]
$^{195}_{80}\text{Pb}^{195}(n,p)\text{Ir}^{195}$	2,3 час	- 1,45	14,5	$2,91 \pm 0,29$	[C-59 I]
$^{196}_{80}\text{Pb}^{196}(n,\alpha)\text{Os}^{193}$	31 час	+ 5,24	14,5	$0,55 \pm 0,01$	[C-59 I]
$^{200}_{82}\text{Hg}^{200}(n,\text{He}^3)\text{Ir}^{197}$	2,3 час	- 7,4	14,7	< 0,020	[B-63 III]
$^{200}_{82}\text{Hg}^{200}(n,p)\text{Au}^{200}$	48,4 мин	- 1,52	14,5	$3,63 \pm 0,30$	[C-59 I]

I	2	3	4	5	6
$Hg^{206}(n,\alpha)Pt^{182}$	18 час	+ 7,21	14,5	$1,77 \pm 0,35$	[C-59 I]
$Hg^{211}(n,p)Au^{201}$	26 мин	- 0,71	14,5	$2,12 \pm 0,32$	[C-59 I]
$Hg^{214}(n,\alpha)Pt^{193}$	30 мин	+ 4,37	14,5	$1,01 \pm 0,10$	[C-59 I]
$^{91}Tl^{203}(n,p)Hg^{203}$	48 дн	- 0,297	спектр деления	0,02	[K-59]
$Tl^{203}(n,\alpha)Au^{200}$	48 дн	+ 6,22	14,5	$0,37 \pm 0,04$	[C-59 I]
$Tl^{205}(n,p)Hg^{205}$	6,0 мин	- 0,97	14,5 14,5	$6,8 \pm 0,7$ $3,05 \pm 1,53$	[C-59 - I] [P-53]
$Tl^{205}(n,He^3)Au^{203}$	55 сек	- 8,02	14,7	< 0,07	[B-63 - E]
$Pb^{208}(n,p)Tl^{208}$	3,1 мин	- 4,2	14,5	$0,96 \pm 0,96$	[P-53]
$Pb^{213}(n,\alpha)Hg^{205}$	6 мин	+ 5,95	14,5	$1,58 \pm 0,24$	[C-59 - I]
$^{83}Bi^{209}(n,p)Pb^{209}$	3,3 час	+ 0,15	14,5 14,8 14,8	$1,33 \pm 0,27$ $0,7 \pm 0,1$ $0,83 \pm 0,4$	[C-59 - I] [M-61] [P-59 - II]
$Bi^{209}(n,\alpha)Tl^{206}$	4,4 мин	+ 9,69	14,5 14,5 14,6 14,8 14,8	$0,52 \pm 0,08$ $1,2 \pm 1,0$ $0,83 \pm 0,4$ $0,60 \pm 0,09$ $1,1 \pm 0,3$	[C-59 - I] [P-53] [L-64 - Y] [M-61] [P-59 - II]
$^{90}Th^{230}(n,\alpha)Ra^{227}$	41,2 мин	+ 9,15	14,5	$4,6 \pm 1,1$	[C-59 - I]
$^{92}U^{235}(n,p)Pa^{235}$	23,7 мин	- 0,62	14,5	$1,86 \pm 0,37$	[C-59 - I]
$U^{238}(n,\alpha)Th^{235}$		+ 8,76	14,5	$1,5 \pm 0,3$	[C-59 - I]
$^{93}Np^{237}(n,p)U^{237}$	6,75 дн	+ 0,27	14,5	$1,3 \pm 0,3$	[C-59 - I]
$^{94}Pu^{239}(n,p)Np^{239}$	2,33 дн	+ 0,07	14,5	$3,0 \pm 0,5$	[C-59 - I]

Примечание: Отметка "g" ставилась лишь в тех случаях, когда имелись измерения сечений реакций с образованием остаточного ядра в метастабильном состоянии.

ОБОЗНАЧЕНИЯ К РИСУНКАМ

- Рис.1. $Cu^{63}(n,\alpha)Co^{60}$
 $Q = + 1,59$ МэВ
 ● [L- 65], [L- 66], [P- 67]
- Рис.2. $Cu^{65}(n,p)Ni^{65}$
 $Q = - 1,32$ МэВ, $T_{1/2} = 2,56$ час
 ● [S- 66 III]
- Рис.3. $Cu^{65}(n,p)Ni^{65}$
 $Q = - 1,32$ МэВ, $T_{1/2} = 2,56$ час
 + [B- 64 I]
 ▽ [B- 63 III]
 ◇ [P- 61 I]
 ◆ [M- 61]
 ◻ [S- 60]
 □ [P- 60 III], [R- 59 III]
 ⬠ [D- 60]
 — [S- 59]
 ○ [S- 66 III]
 ● [B- 63 I]
 ■ [B- 56]
 △ [F- 52]
 × [P- 59 II]
 ● [A- 57 I]
 ○ [B- 67]
- Рис.4. $Fe^{64}(n,p)Cu^{64}$
 $Q = + 0,21$ МэВ $T_{1/2} = 12,9$
 ◆ [P- 61]
 ▲ [R- 59 I]
 ● [L- 61]
 ▼○ [N- 62]
- Рис.5. $Fe^{64}(n,p)Cu^{64}$
 $Q = + 0,21$ МэВ $T_{1/2} = 12,9$ час
 ◆ [P- 61]
 ○ [W- 62]
 ● [G- 62 II]
 ▽ [Ф- 65]
 ▼ [P- 60 I]
 ▲ [Л- 63]
 □ [A- 61]
 ■ [B- 56]

- ◆ [P- 53]
- [B- 63 III]
- △ [S- 60]
- [B- 67]
- [A- 60]
- × [B- 63 I]

Рис.6. ${}^{66}\text{Zn}(n,p)\text{Cu}^{66}$
 $Q = - 1,85 \text{ МэВ}, T_{1/2} = 5,1 \text{ мин}$

- [B- 65]
- [P- 60I]
- ▽ [P- 53]
- ▼ [Y- 57]
- ▲ [B- 67]
- △ [A- 61]
- [Л- 63]
- [ω- 50]

Рис.7. ${}^{69}\text{Ga}(n,p)\text{Zn}^{69}$
 $Q = - 0,1 \text{ МэВ}, T_{1/2} = 13,9 \text{ час}$

- B- 62
- ▼ P- 53
- ▲ B- 67
- △ B- 67 ($T_{1/2} = 52,5 \text{ мин}$)

Рис.8. ${}^{75}\text{As}(n,p)\text{Ge}^{75}$
 $Q = - 0,4 \text{ МэВ}, T_{1/2} = 85 \text{ мин}$

- [O- 67]
- [B- 61 I]
- × [P- 53]
- [A- 61]
- ▲ [B- 67]
- ▼ [F- 61] $T_{1/2} = 49 \text{ сек и } 85 \text{ мин}$

Рис.9. ${}^{75}\text{As}(n,\alpha)\text{Ga}^{72}$
 $Q = + 1,5 \text{ МэВ}, T_{1/2} = 14 \text{ час}$

- [B- 61 I]
- ▲ [P- 53]
- [B- 63 III]
- ▼ [B- 67 I]

Рис.10. ${}^{35}\text{Br}(n,\alpha)$
 ▲ [K- 65 I]

Рис.11. ${}^{79}\text{Br}(n,\alpha)\text{As}^{76}$
 $Q = + 1,86 \text{ МэВ}, T_{1/2} = 26,8 \text{ час}$

- [B-63 I]
- △ [G-63 II]
- ▲ [G-63], [G-63 I]
- ▽ [E-58]
- ▼ [B-63 III]
- ◇ [K-63 I]
- ◆ [B-67 I]
- [H-67]
- [H-63 III]

Рис.12. $Kt(n,p)$
▲ [K-63 I]

Рис.13. $Kt(n,u)$
▲ [K-63 I]

Рис.14. $Sr^{86}(n,p)Rb^{86}$
 $Q = -1$ МэВ, $T_{1/2} = 18,6$ дн
● [B-61 I]
■ [S-62]
▼ [L-63]

Рис.15. $Sr^{88}(n,p)Rb^{88}$
 $Q = -4,38$ МэВ, $T_{1/2} = 18$ мин
● [C-56]
△ [P-53]
▲ [S'-62]
▽ [L-63]
▼ [B-61 III]

Рис.16. $Y^{89}(n,p)Sr^{89}$
 $Q = -0,7$ МэВ, $T_{1/2} = 51$ дн
● [B-61 I]
○ [T-60]
□ [C-64]

Рис.17. $Y^{89}(n,n)Kt^{89}$
 $Q = +1,32$ МэВ, $T_{1/2} = 15$ дн
● [B-61 I]
× [T-60]
▲ [S-62]
○ [P-53]
■ [B-63 III] $T_{1/2} = 1$ мин.

Рис.18. $Zn^{90}(n,p)Y^{90}$
 $Q = -1,19$ МэВ, $T_{1/2} = 64$ час
● [C-64], [C-63 III]

Рис.19. $Zr^{90}(n,p)Y^{90}$

$Q = -14$ МэВ, $T_{1/2} = 64$ час

- [C - 64], [C - 66 III]
- [B - 61 I]
- [R - 60]
- ▼ [P - 53]
- ▲ [S - 62]
- [M - 63 IV]
- △ [Л - 63]
- ▽ [A - 61 III] $T_{1/2} = 3,2$ час

Рис.20. $Zr^{91}(n,p)Y^{91}$

$Q = -0,767$ МэВ, $T_{1/2} = 59,1$ дн

- ▲ [C - 64], [C - 66 III]
- ▼ [Л - 63]
- [R - 60] (полное)
- ▣ [R - 60]
- [R - 60] ($T_{1/2} = 50$ мин)

Рис.21. $Zr^{92}(n,\alpha)Sr^{89}$

$Q = +3,4$ МэВ, $T_{1/2} = 51$ дн.

- [B - 61 I]
- × [R - 60]
- ▲ [Л - 63]

Рис.22 $Zr^{94}(n,\alpha)Sr^{91}$

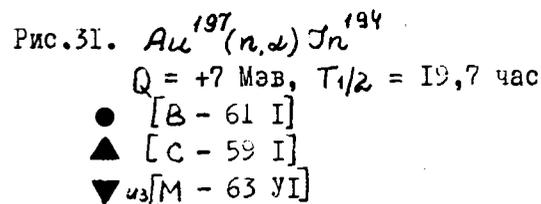
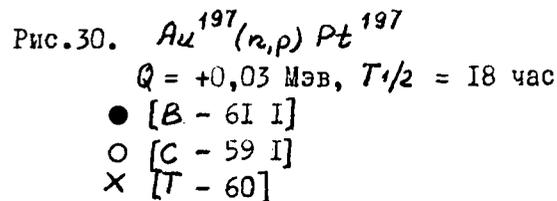
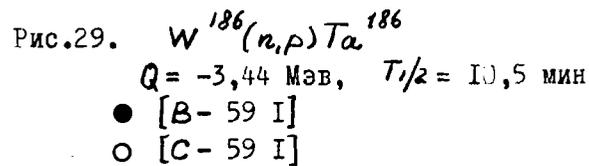
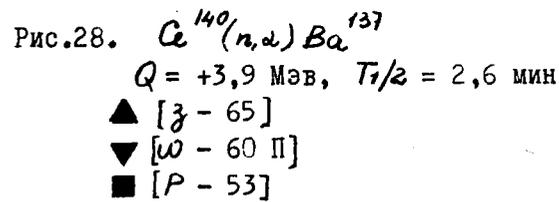
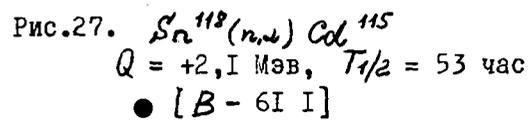
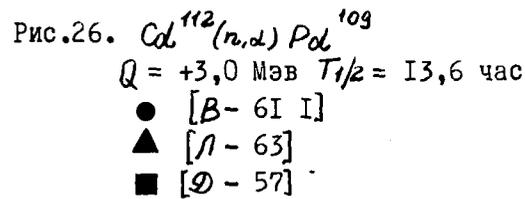
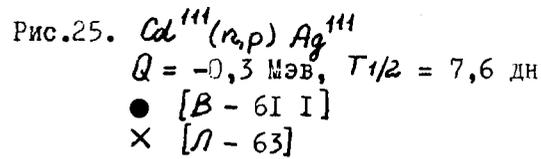
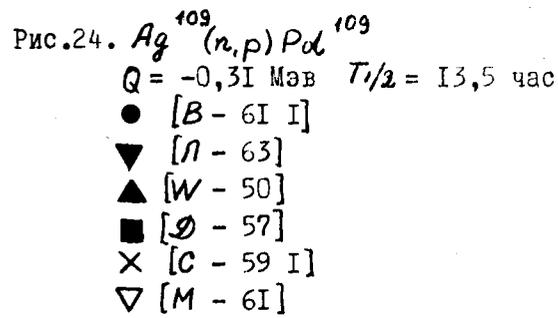
$Q = +2,3$ МэВ, $T_{1/2} = 9,7$ час

- [B - 61 I]
- [B - 58]
- ▲ [Л - 63]
- ▽ [B - 63 III]
- ▼ [M - 63 IV]
- × [R - 60]
- [B - 55 II]

Рис. 23. $Nb^{93}(n,\alpha)T^{90}$

$Q = +4,84$ МэВ

- ▲ [A - 61 III] $T_{1/2} = 3$ час
- △ [B - 62 VIII] $T_{1/2} = 3$ час
- [B - 61 I] $T_{1/2} = 64$ час
- × [T - 60] -"-
- [B - 58] -"-
- ▼ [B - 62 VIII] -"-
- ▽ [K - 64 II] $T_{1/2} = 64$ час



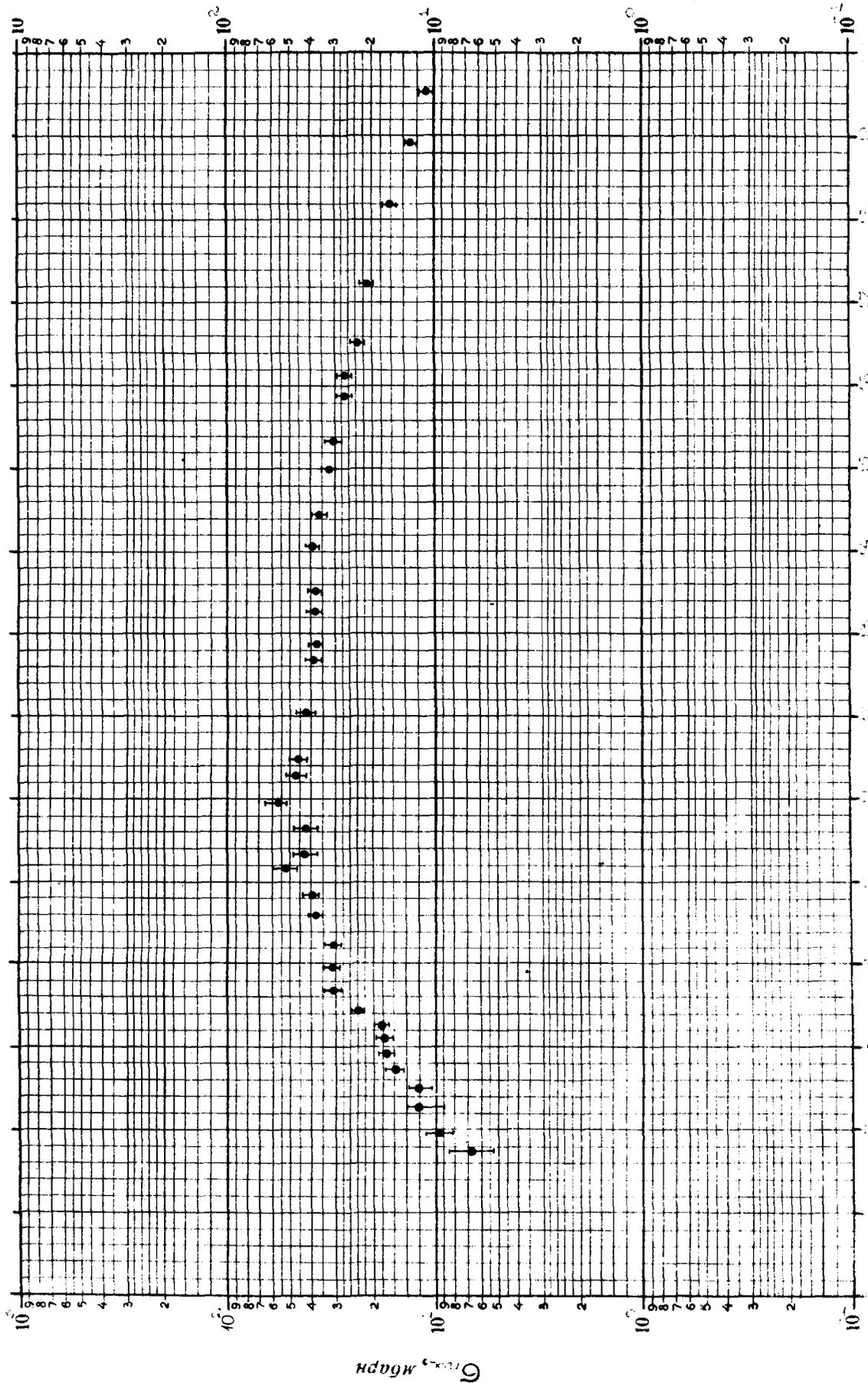


рис. 1

$E, \text{Mэв}$

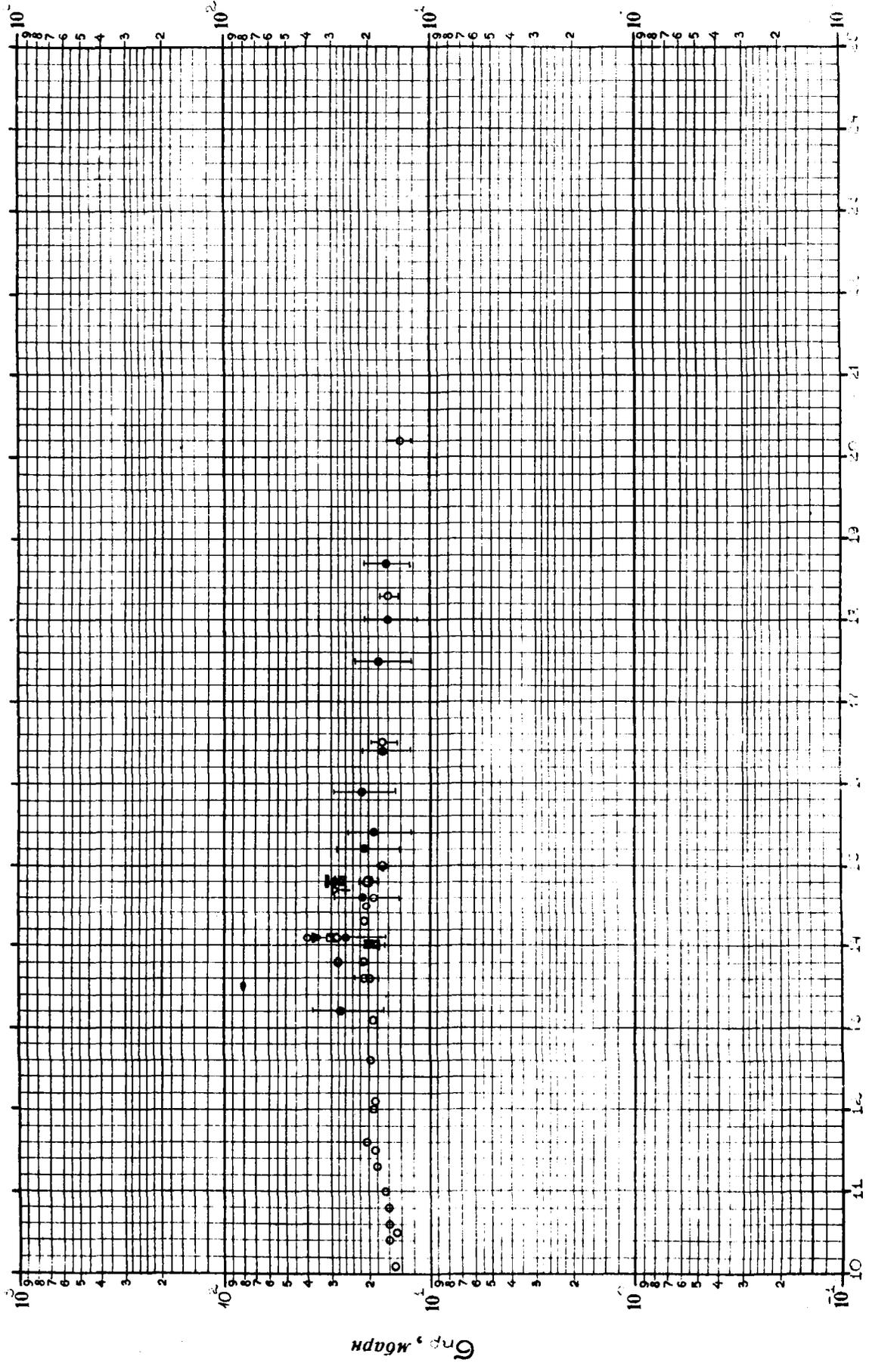
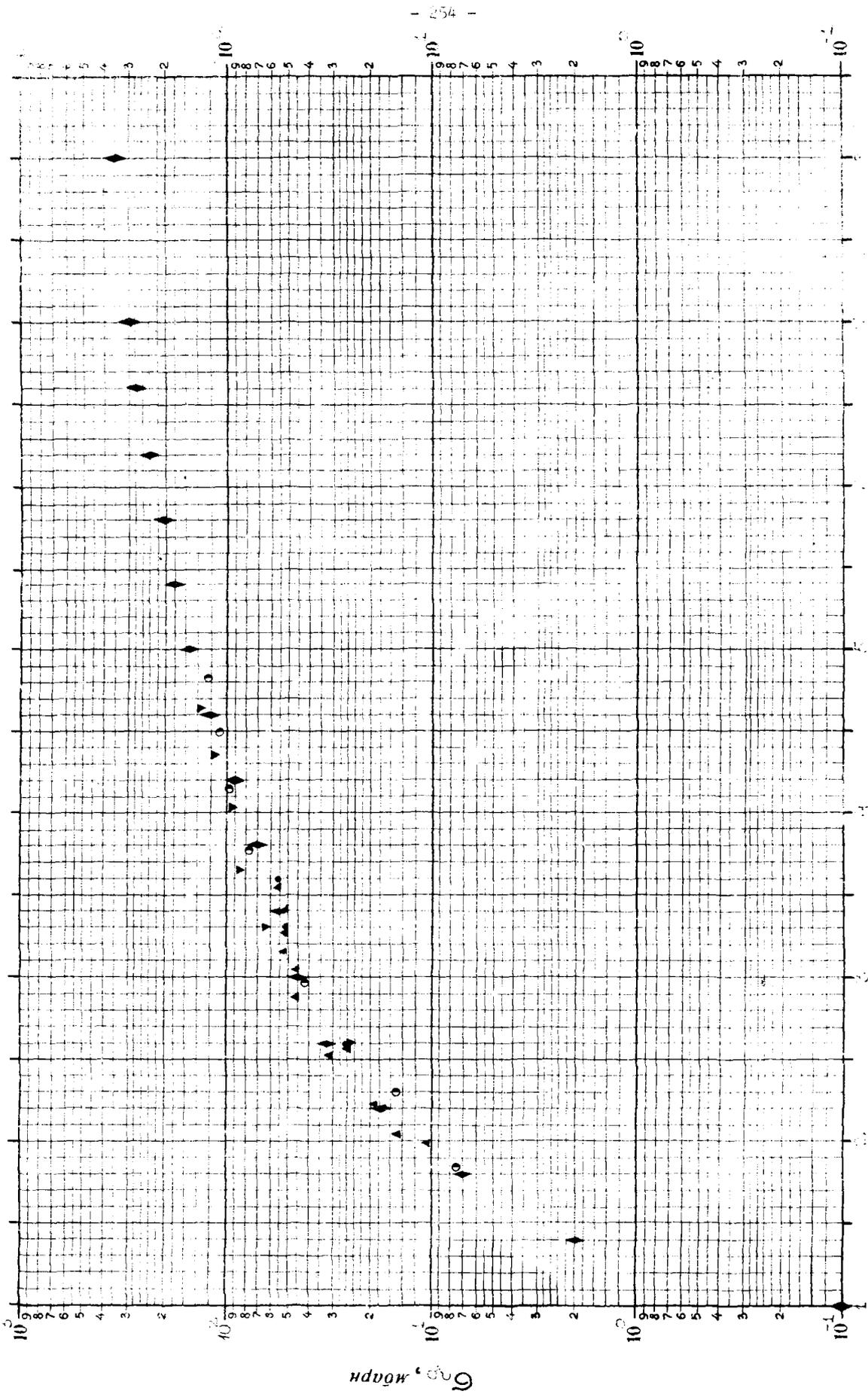


Рис. 3 $E, \text{ Мэв}$

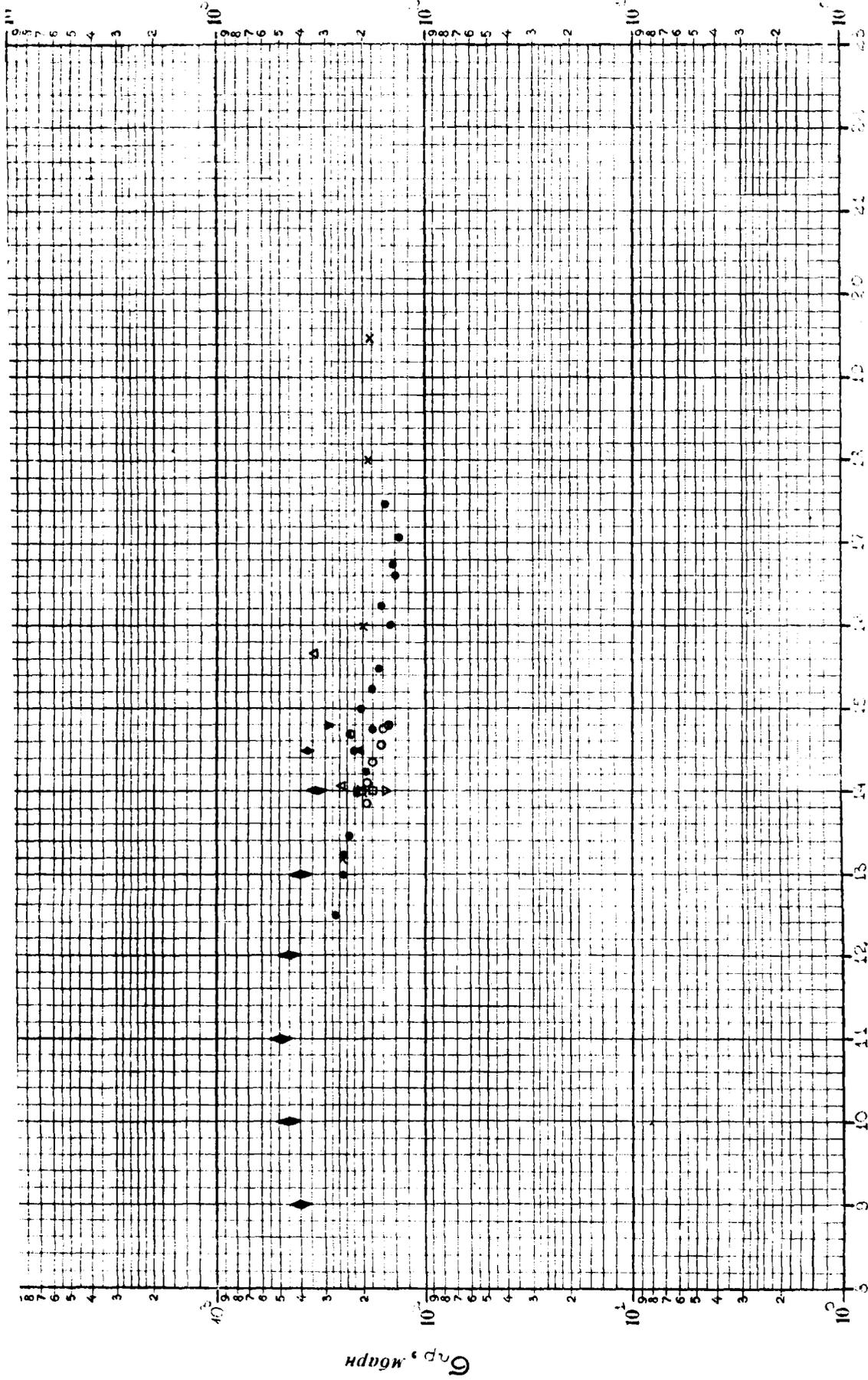


1 254 1

Fig. 1 E, MeV

Fig. 1

H Гаусс



Е, Мэв

рис. 5

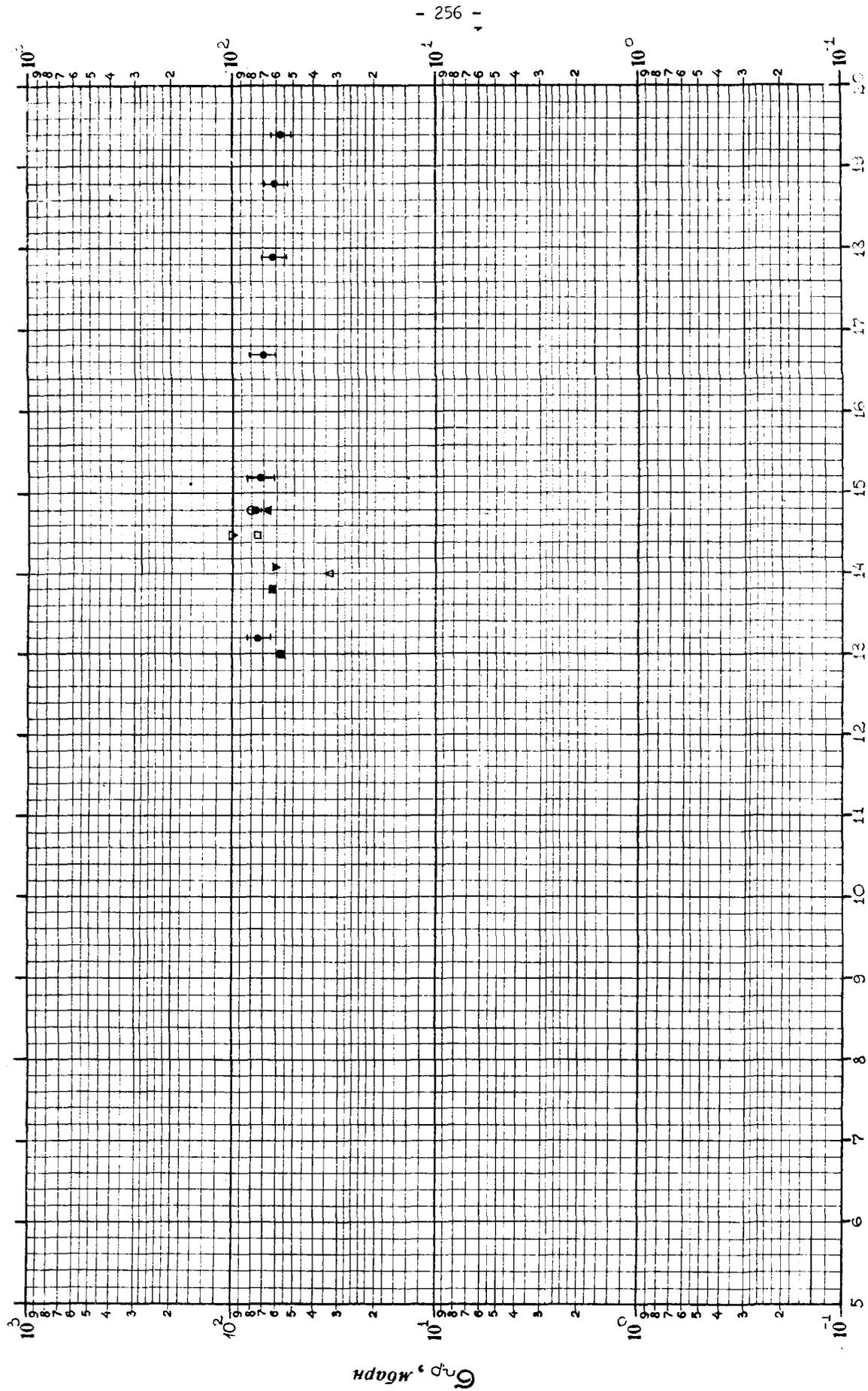


Рис. 6

$E, \text{ Мэв}$

$N, \text{ ч/м}$

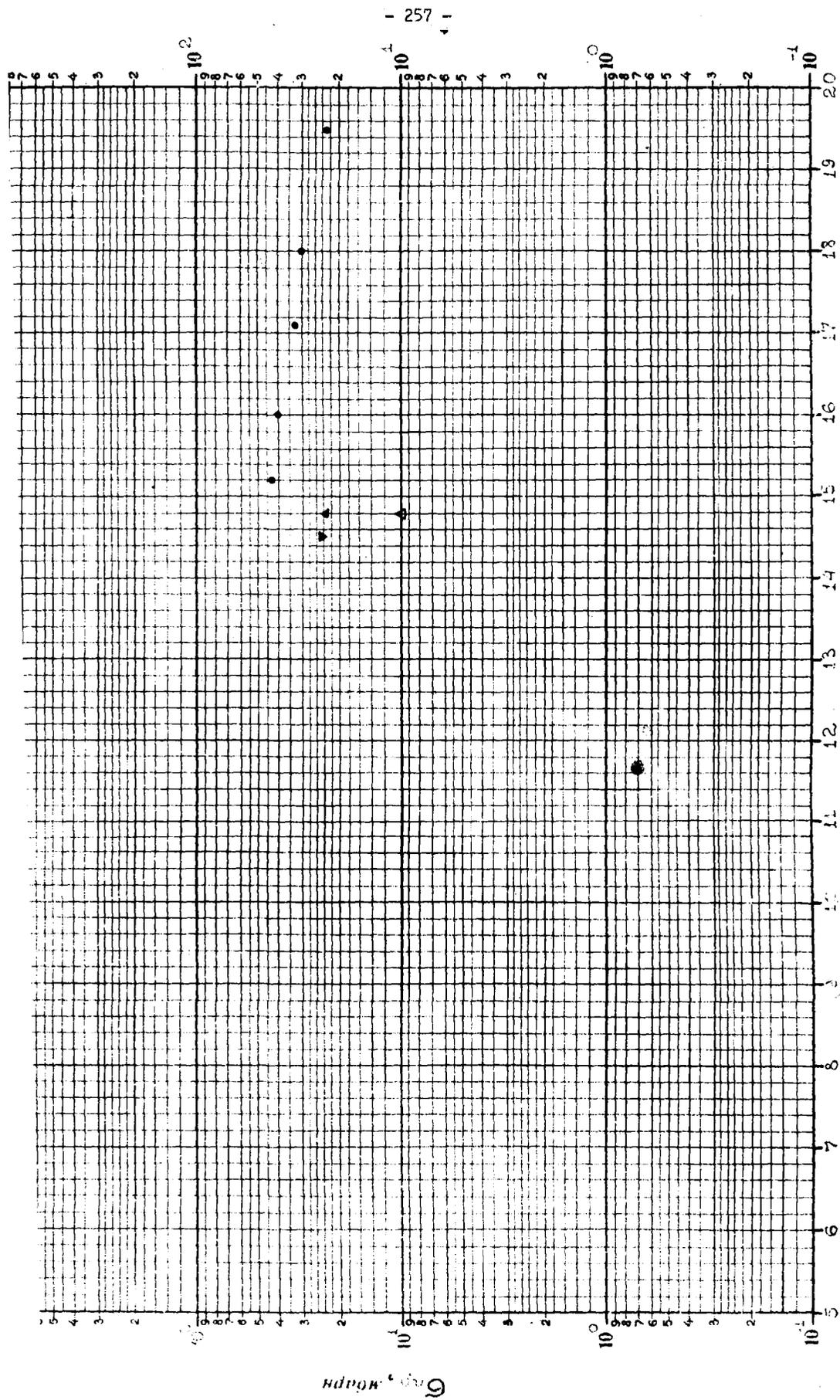


Рис. 7 E, Мэв

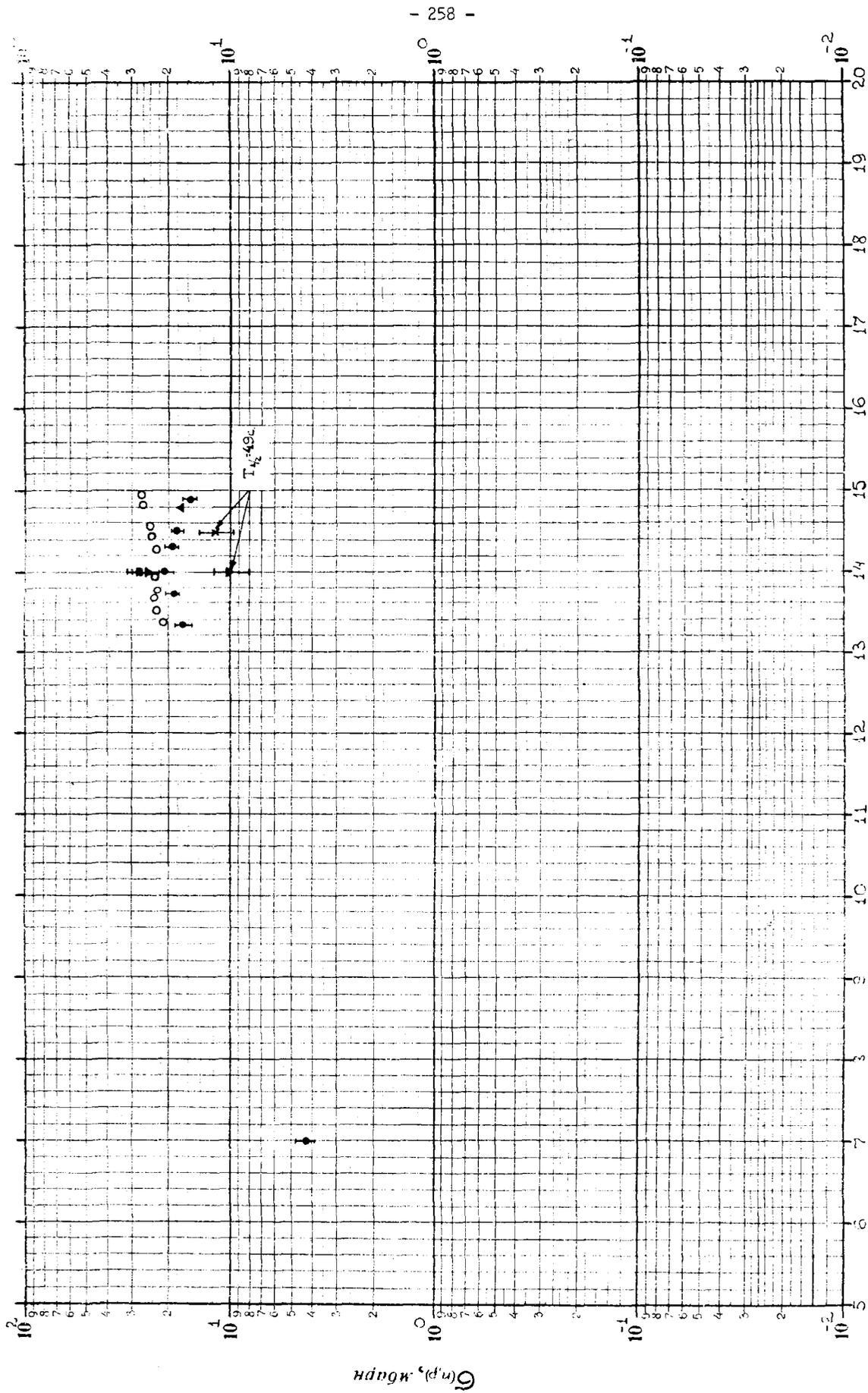


Рис. 8 $E, МПа$

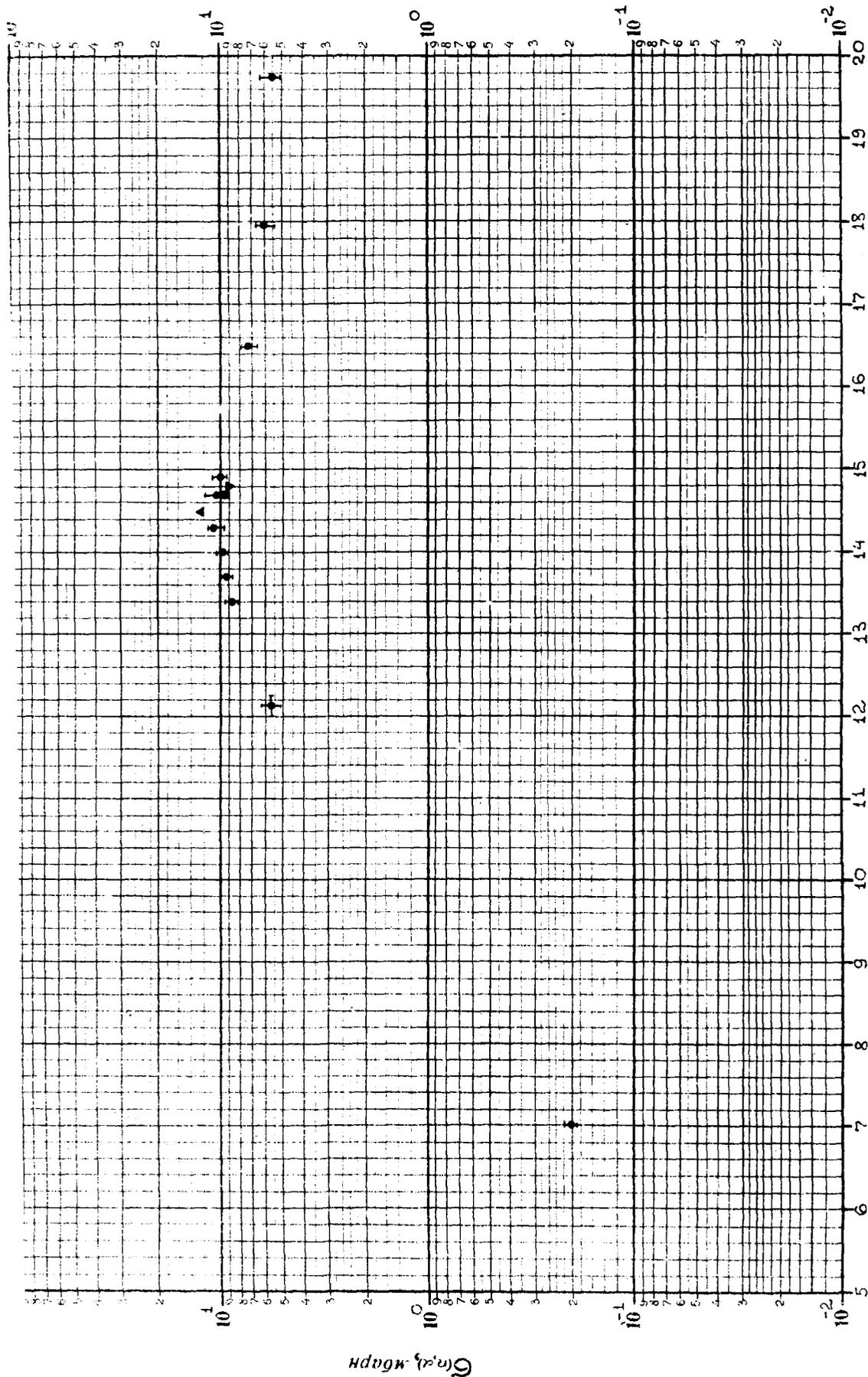
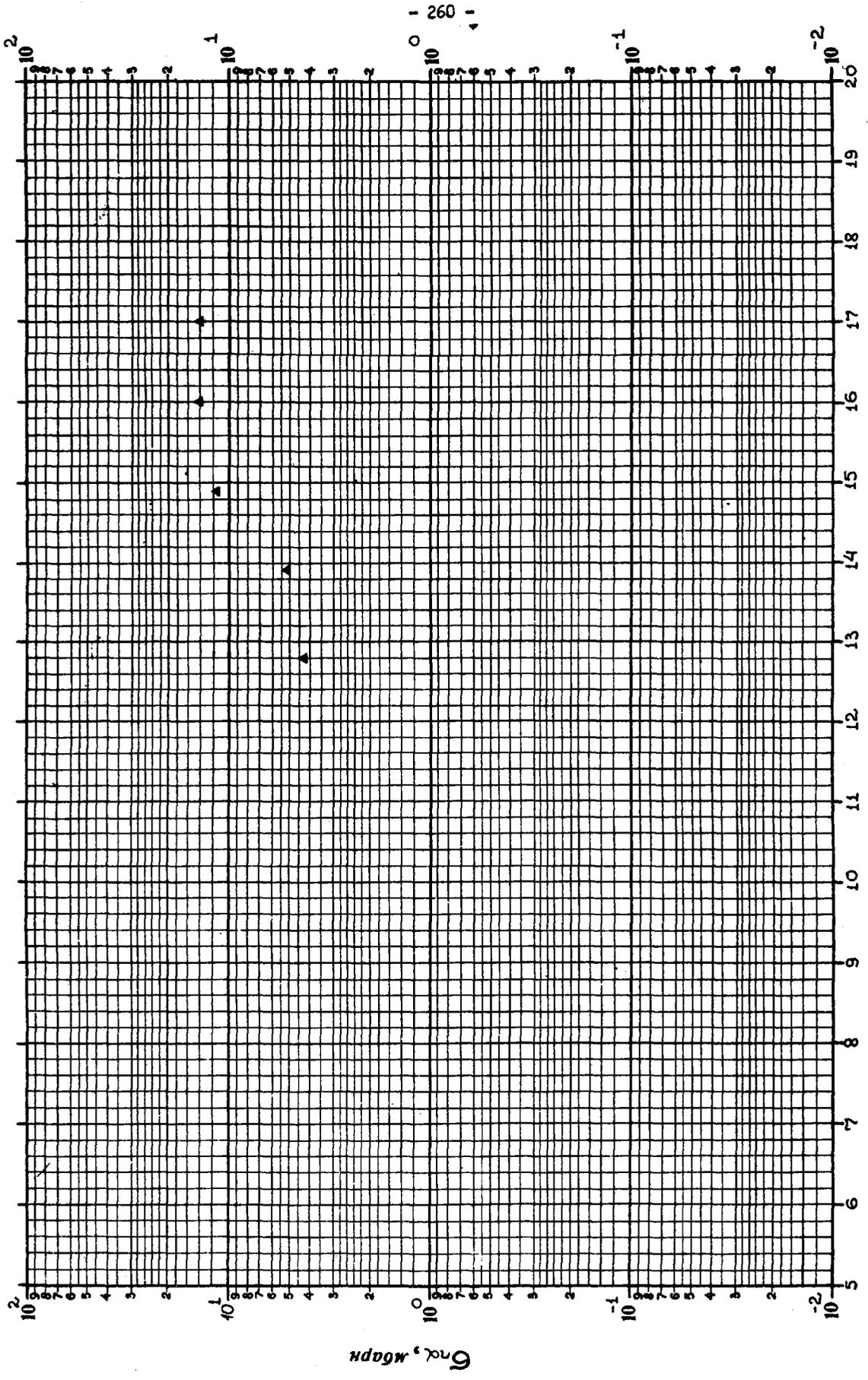


Рис. 9 $E, \text{ Мэв}$



$G_{ок}, \text{кг/дм}^3$

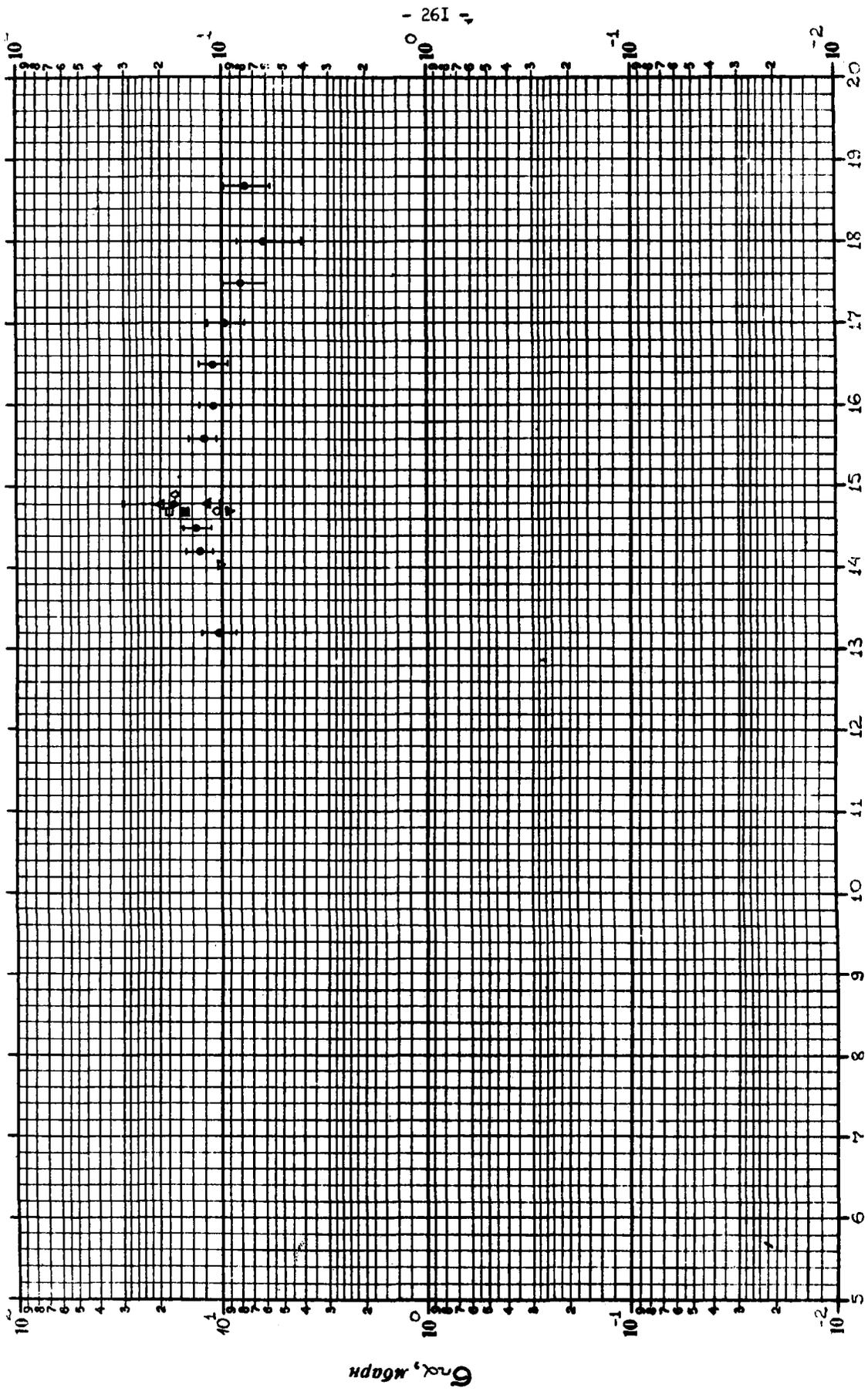


Рис. II $E, \text{ MeV}$

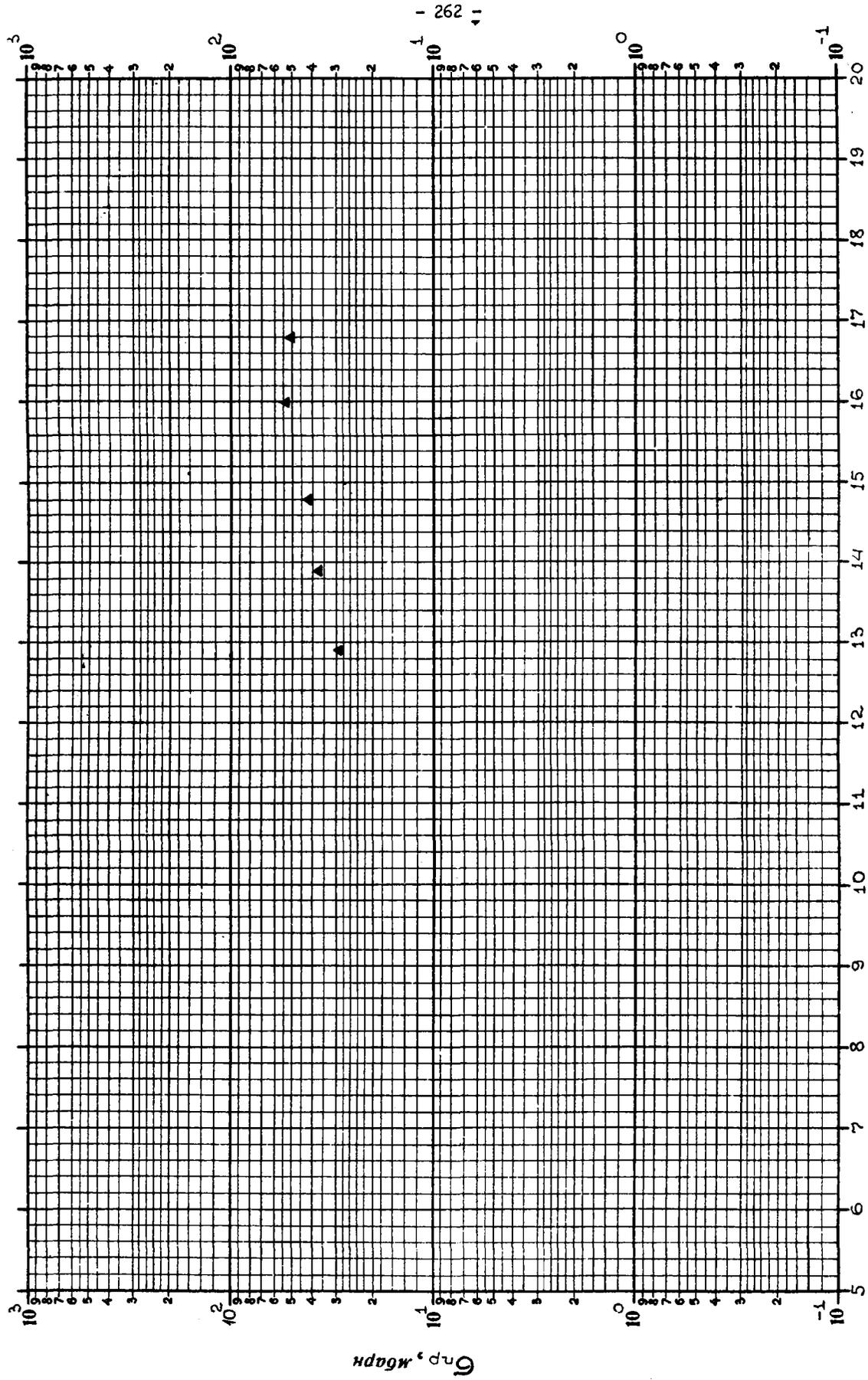


Рис. 12 E , Мэв

1 - 262
11

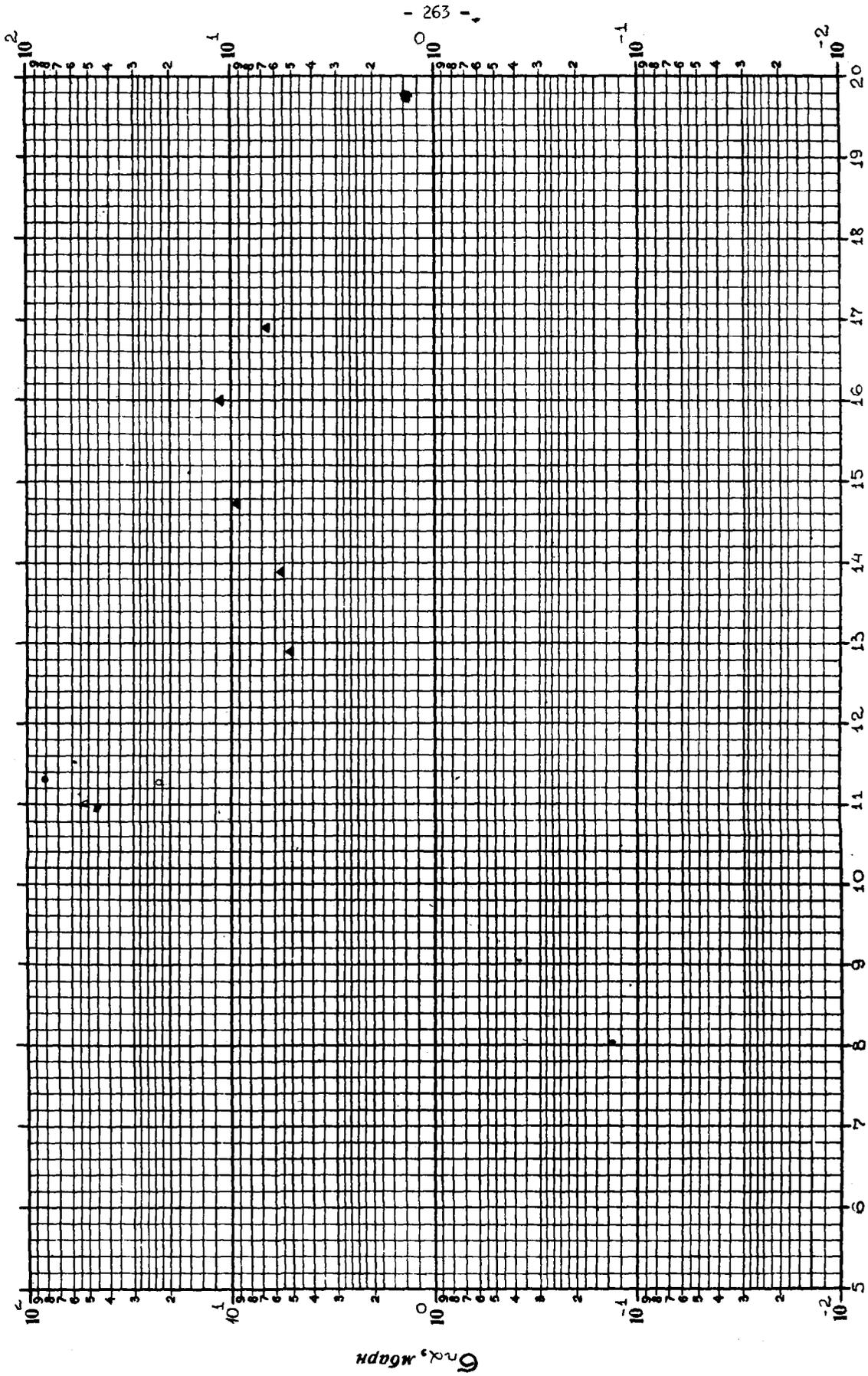


Рис. 13 $E, Mэв$

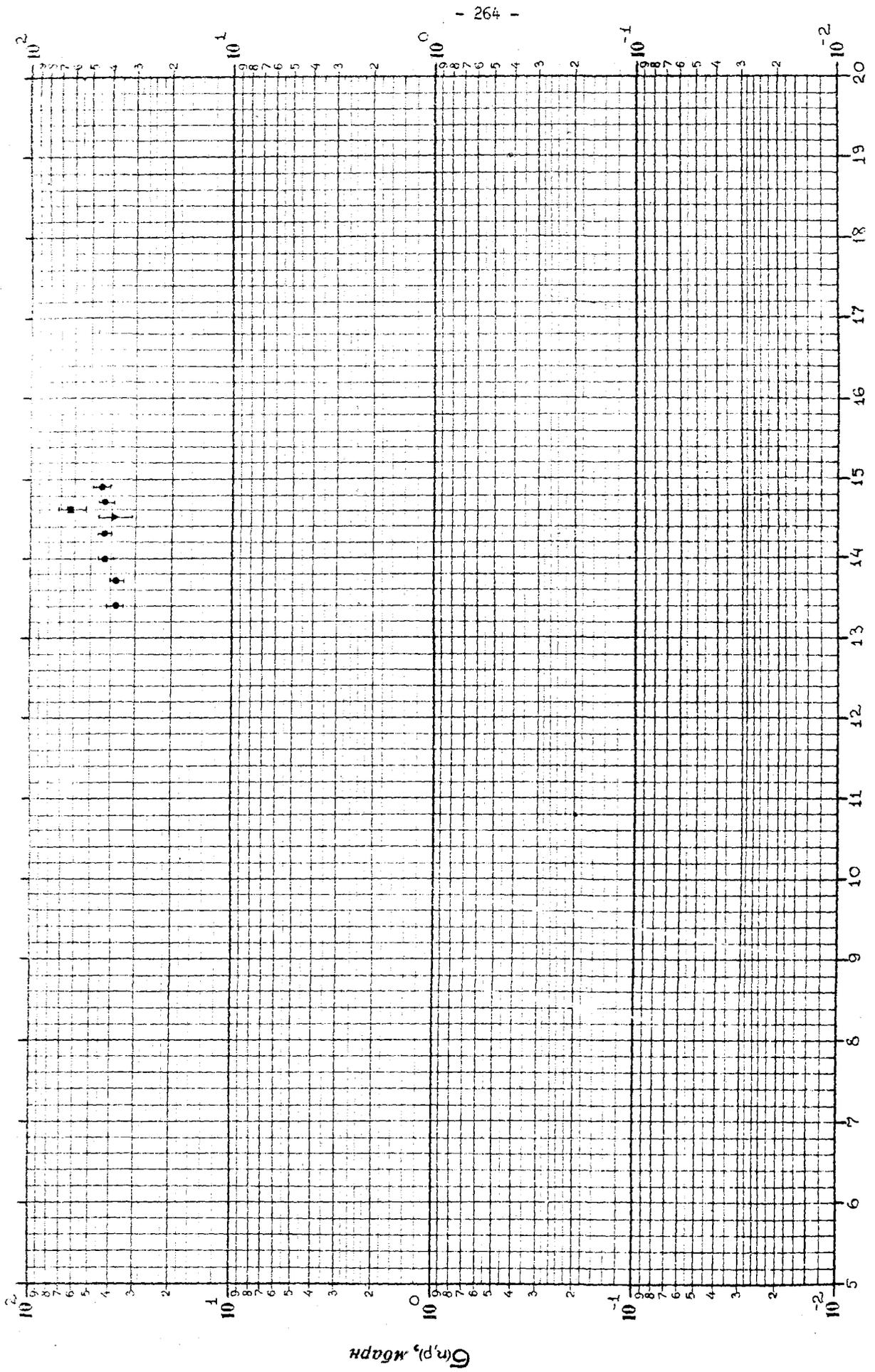


Рис. 14 E, Мэв

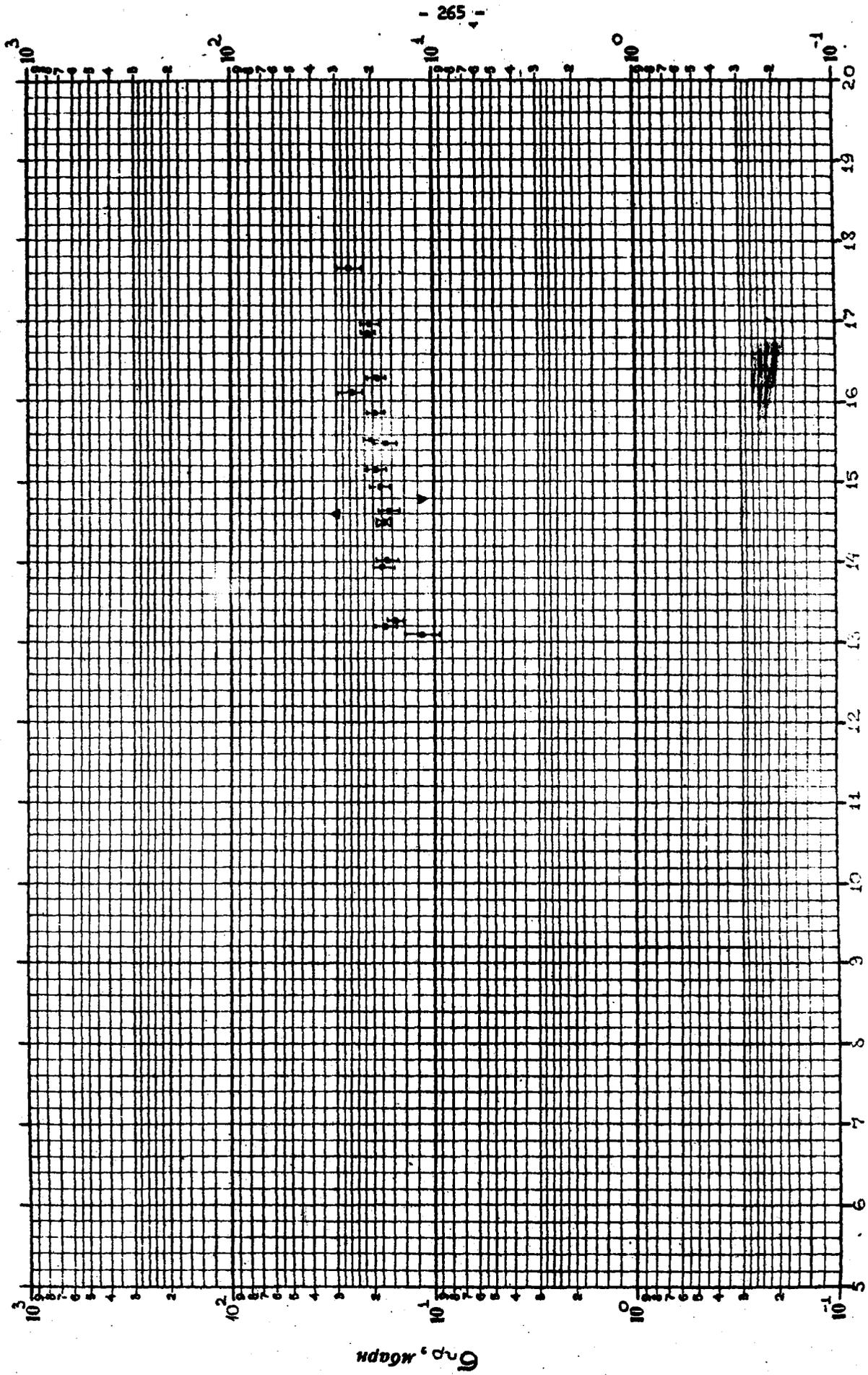


Рис. 15 E, MeB

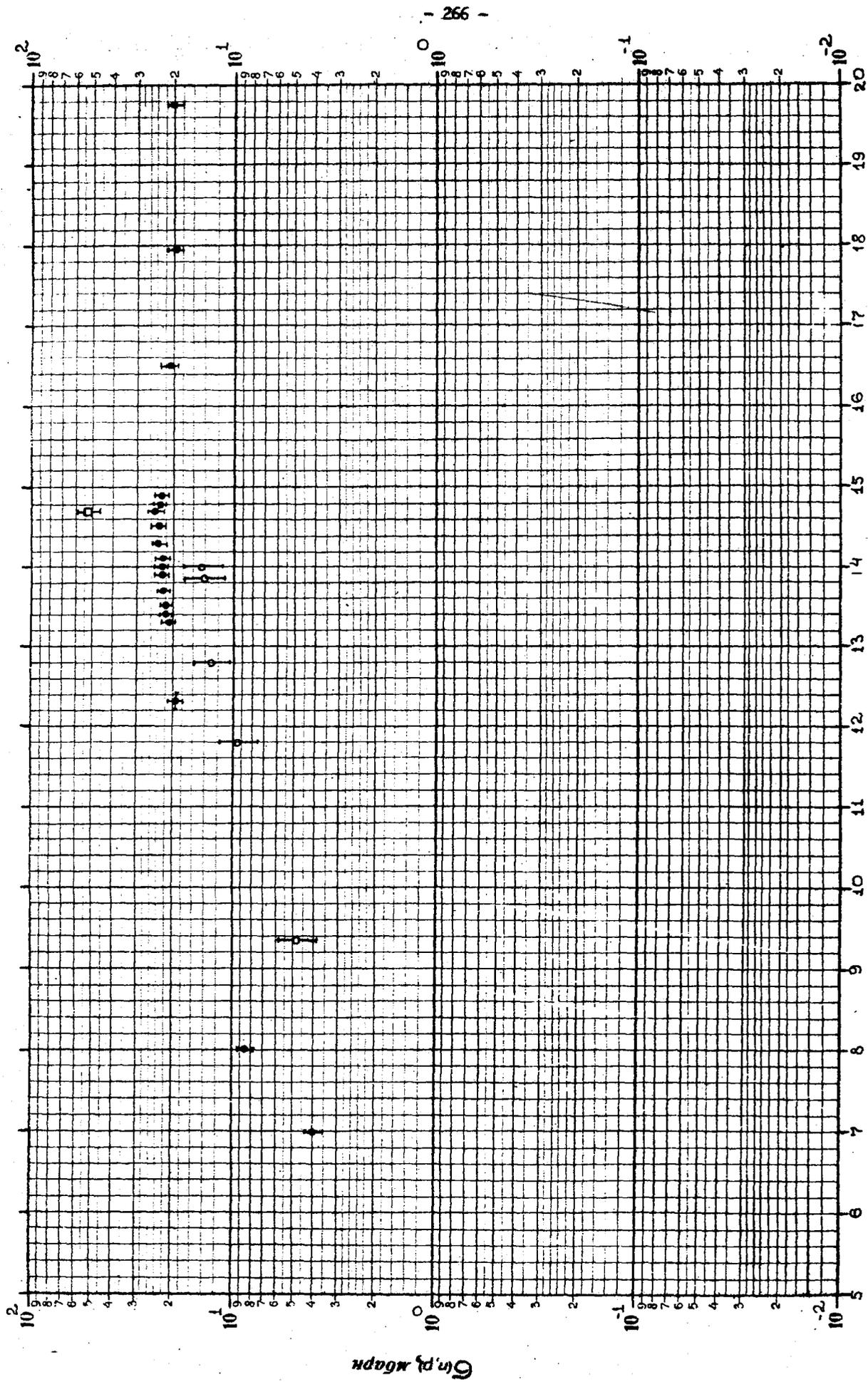
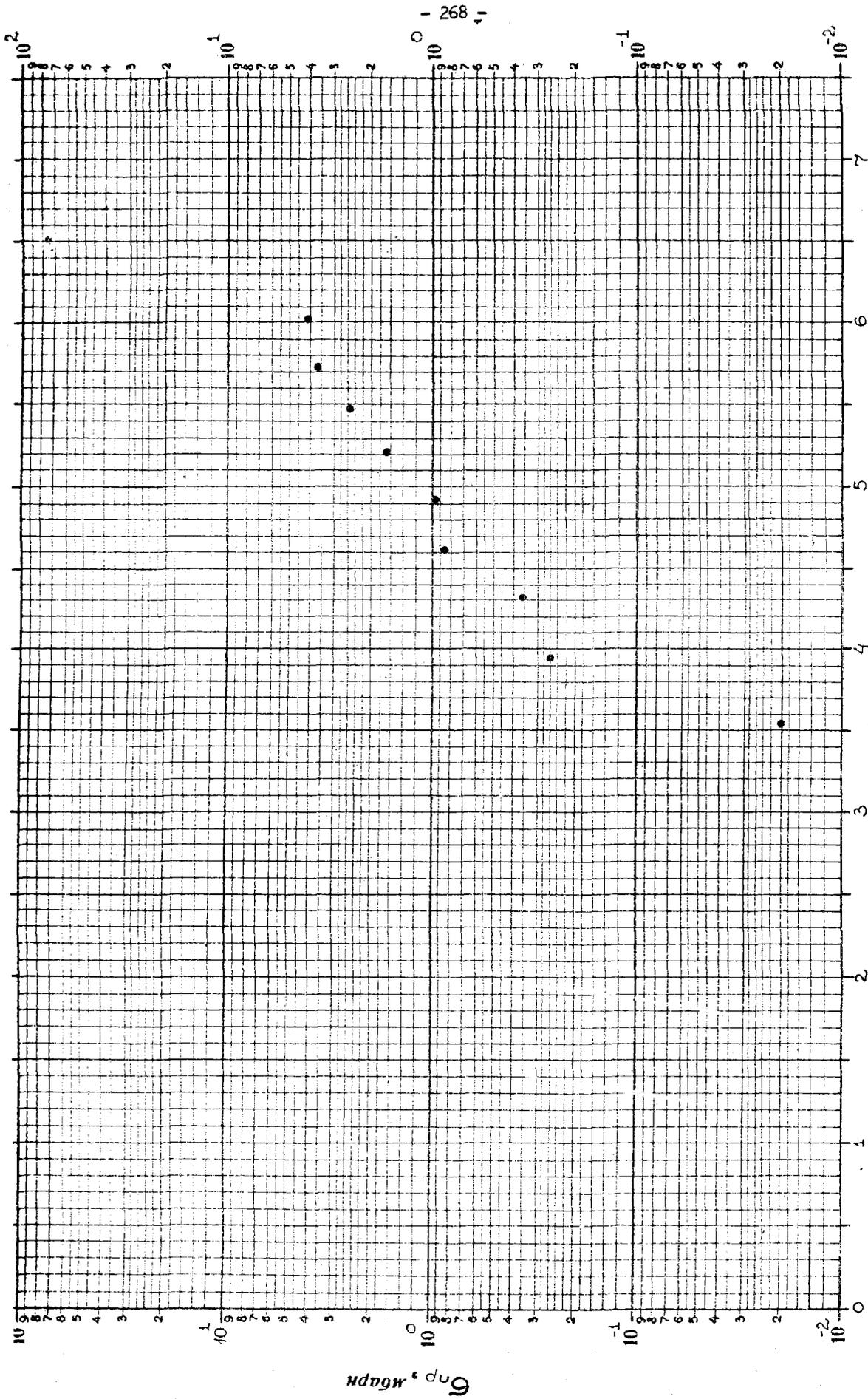
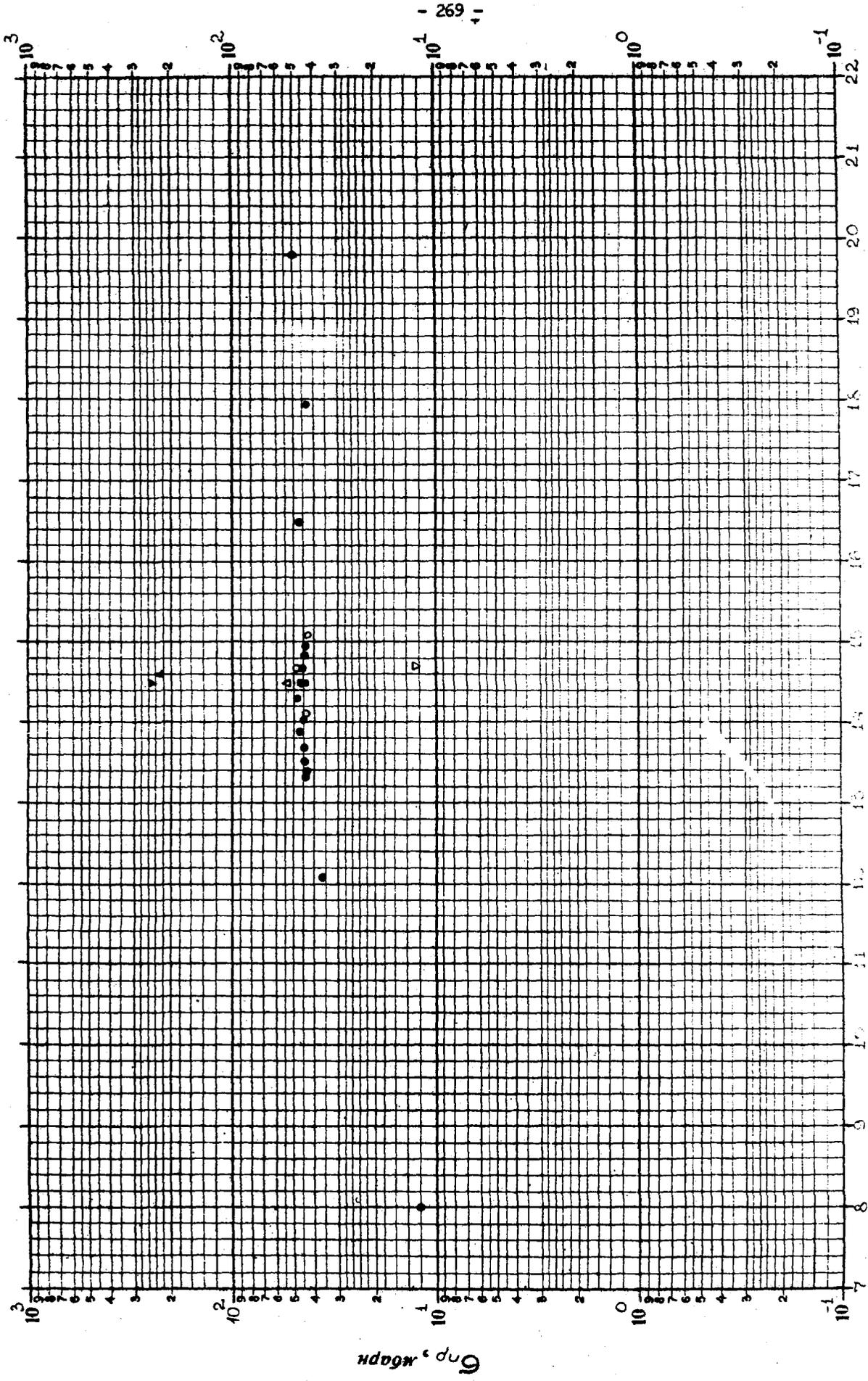


Рис. 16 E , Мэв



E, MeV

Рис. 18



$E, \text{ Mev}$

FIG. 1

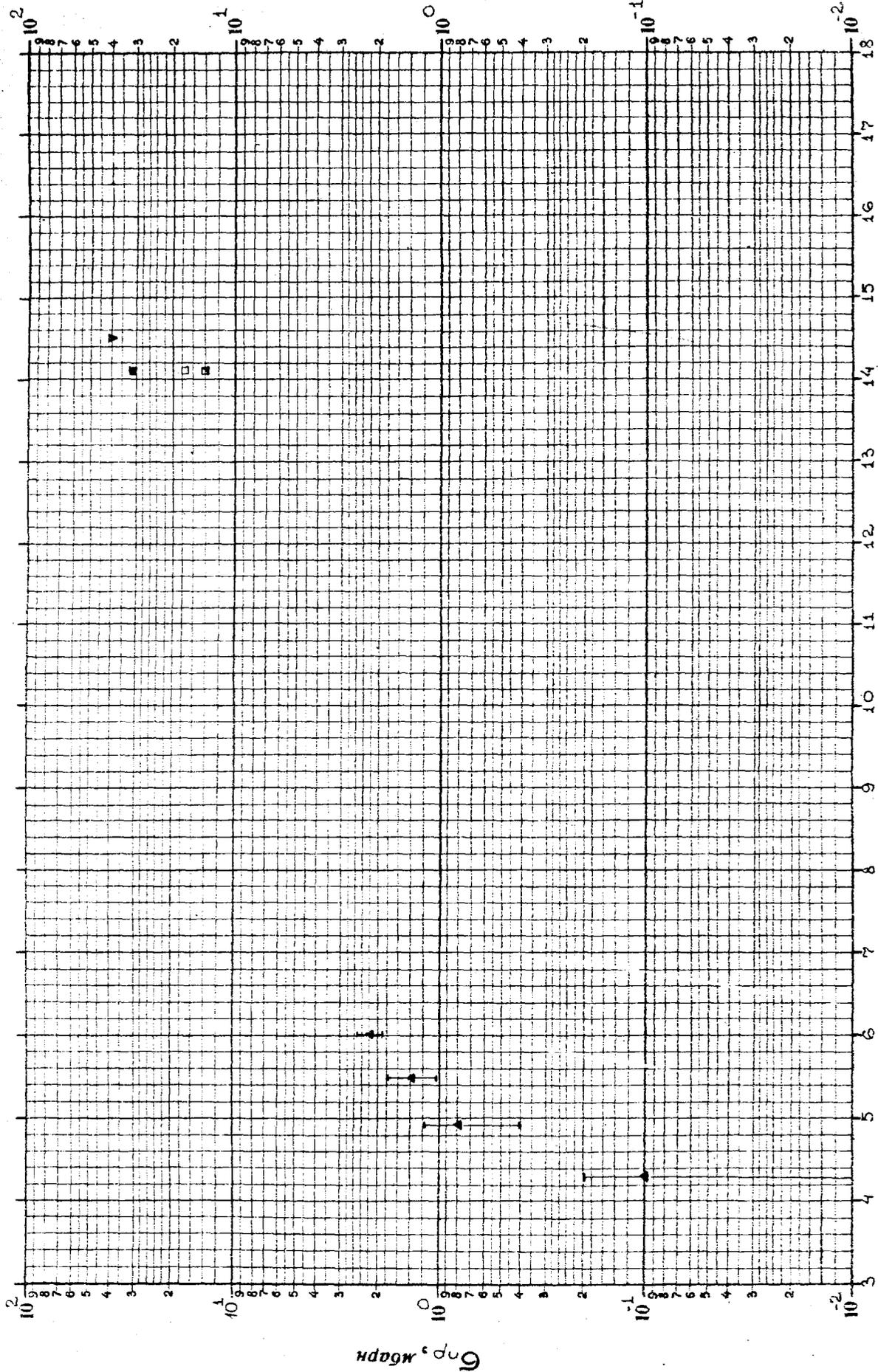


Рис. 20

$E, \text{ Мэв}$

$G_{np}, \text{ Мадри}$

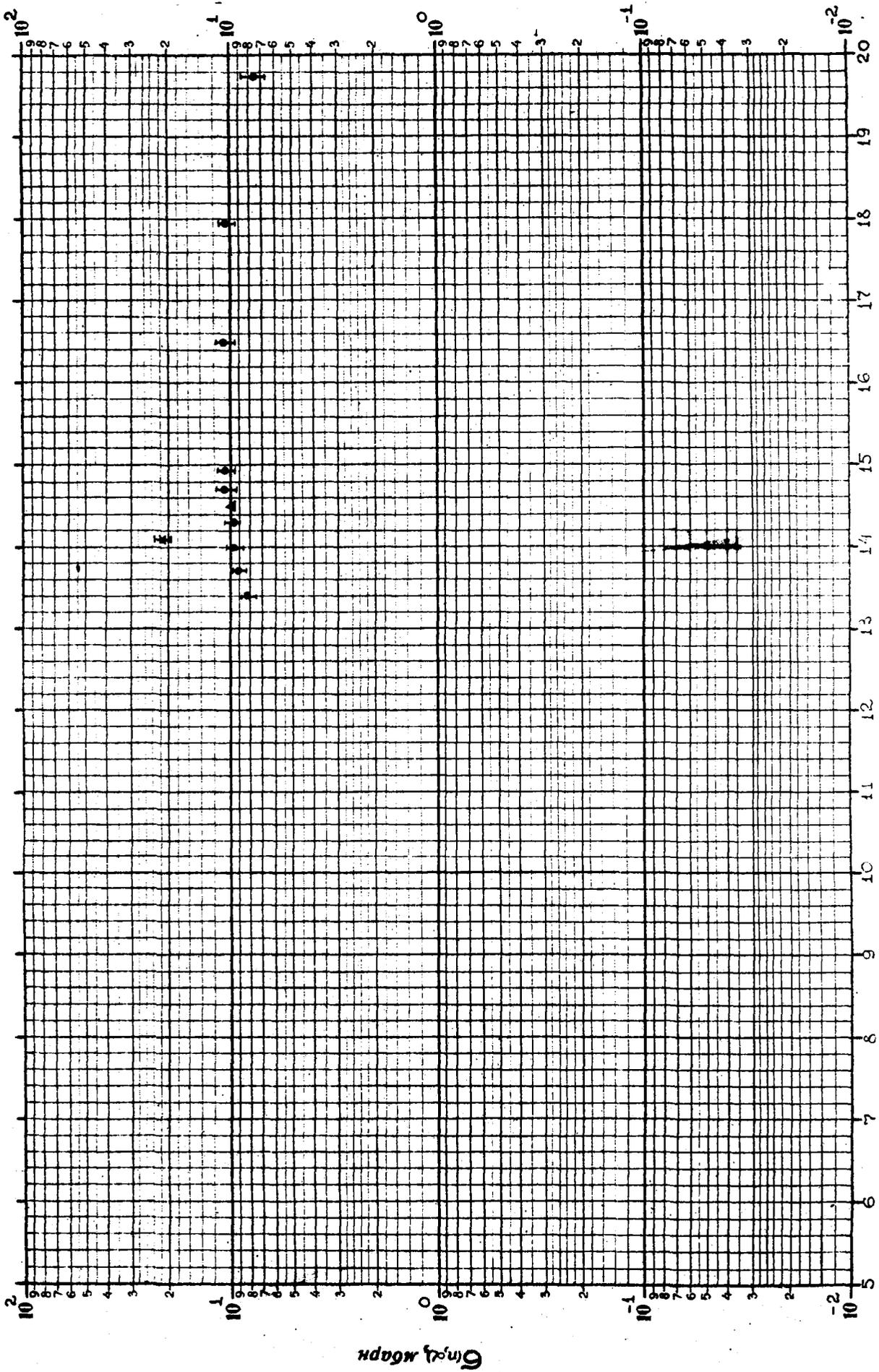


Рис. 21 E. Мэв

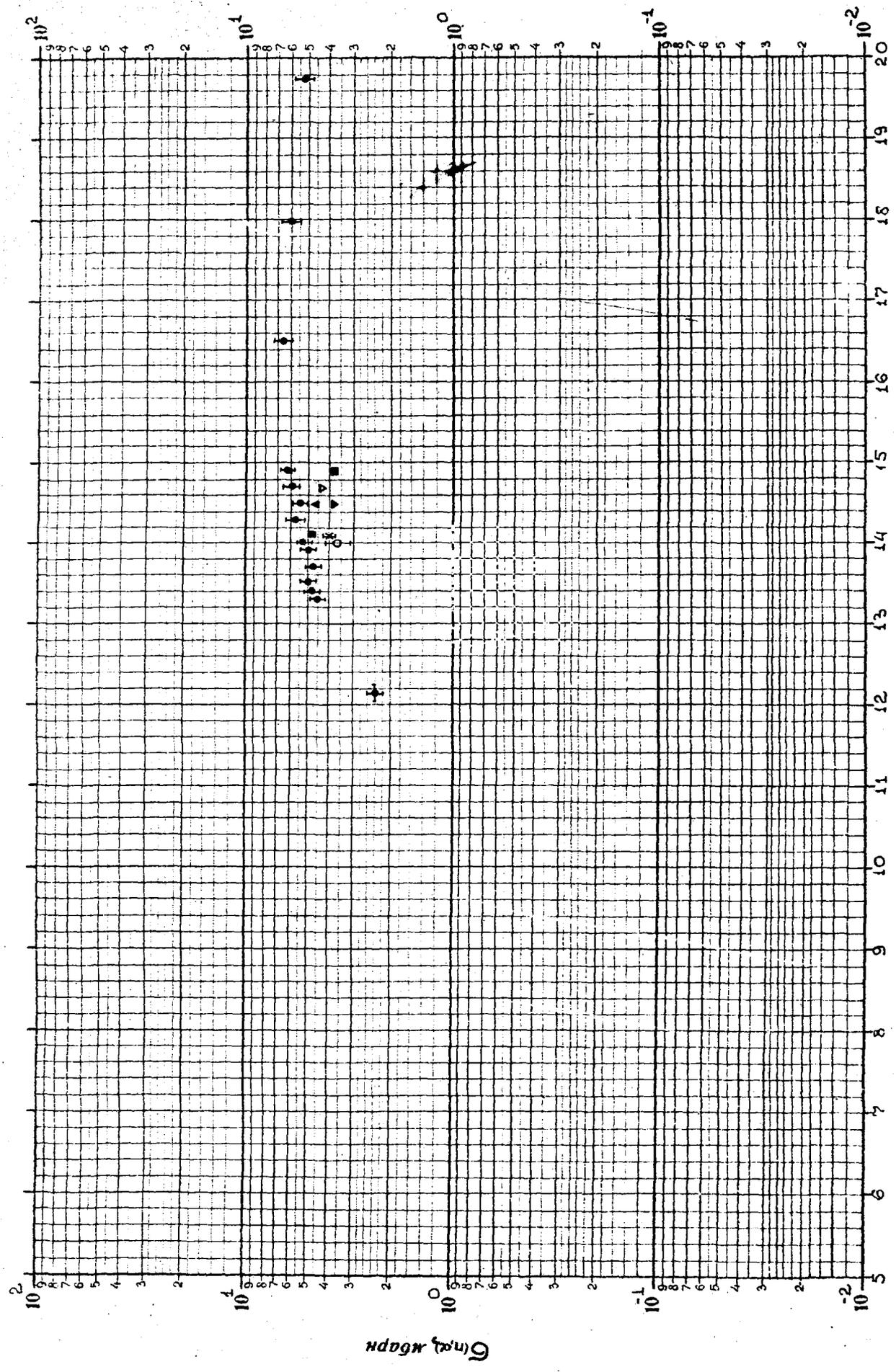


Рис. 22 E, МэВ

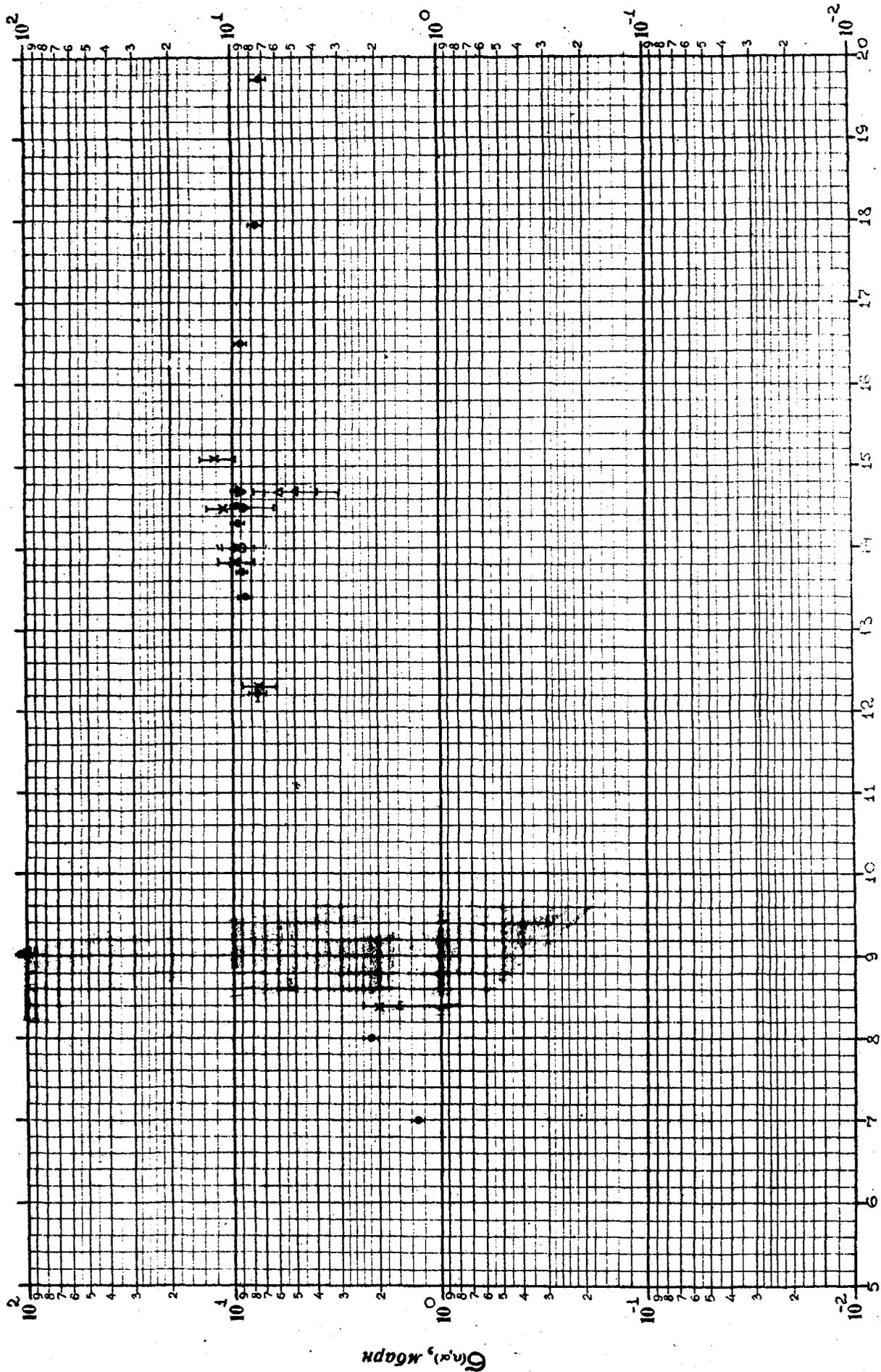


Рис. 23 Е. Мэн

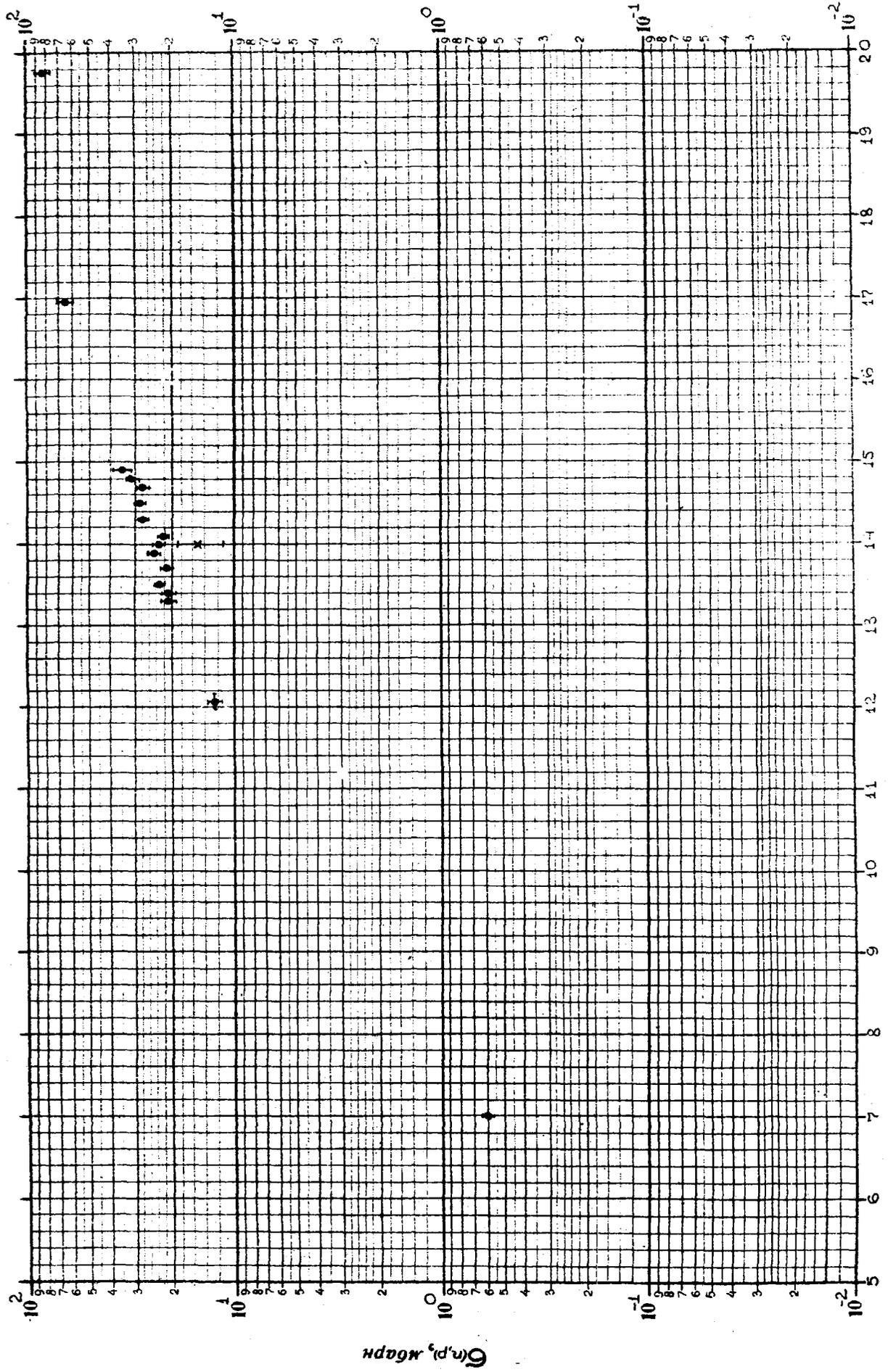


Рис. 25 $E, \text{МэВ}$

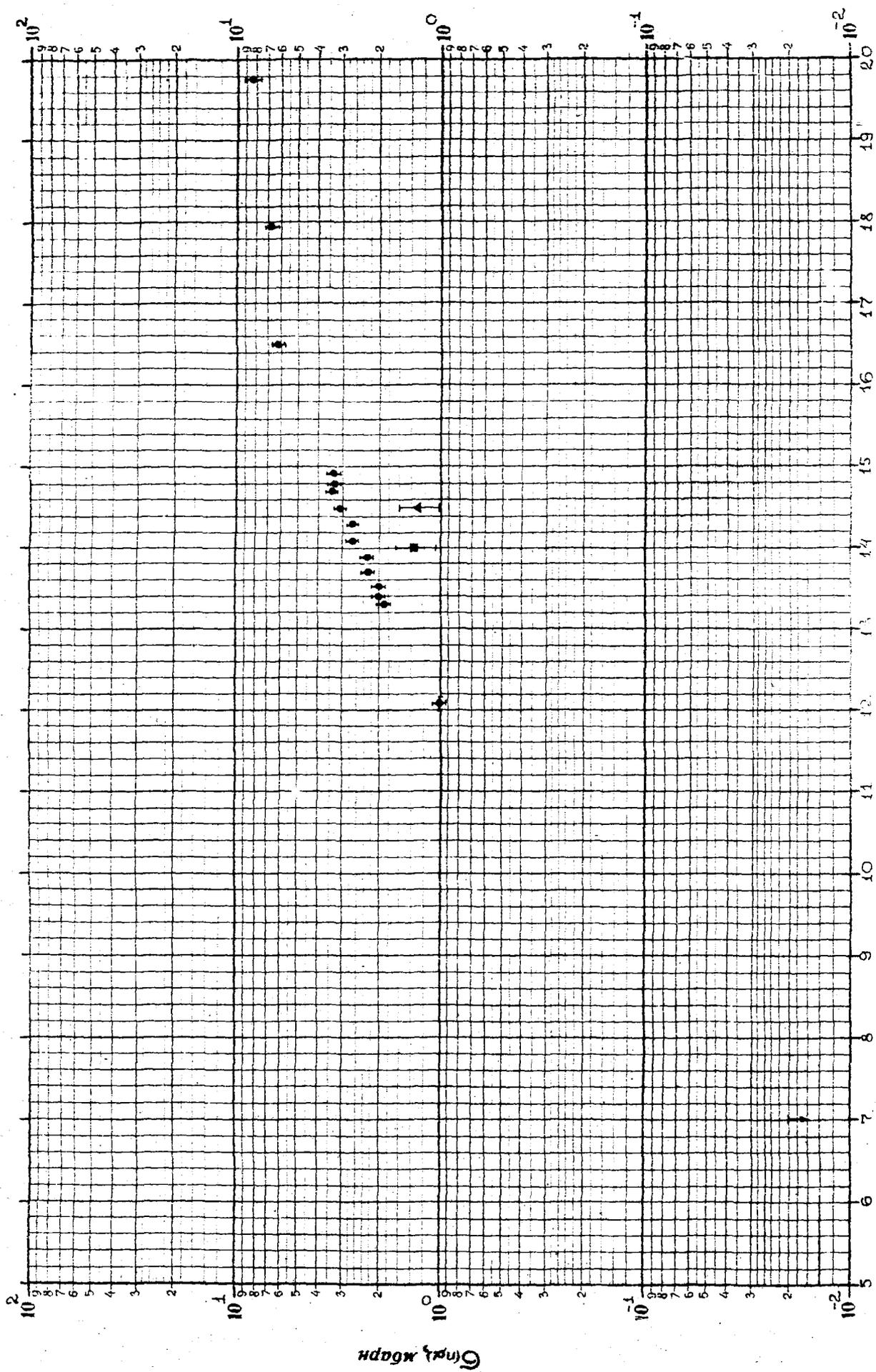


Рис. 26 F, Мэр

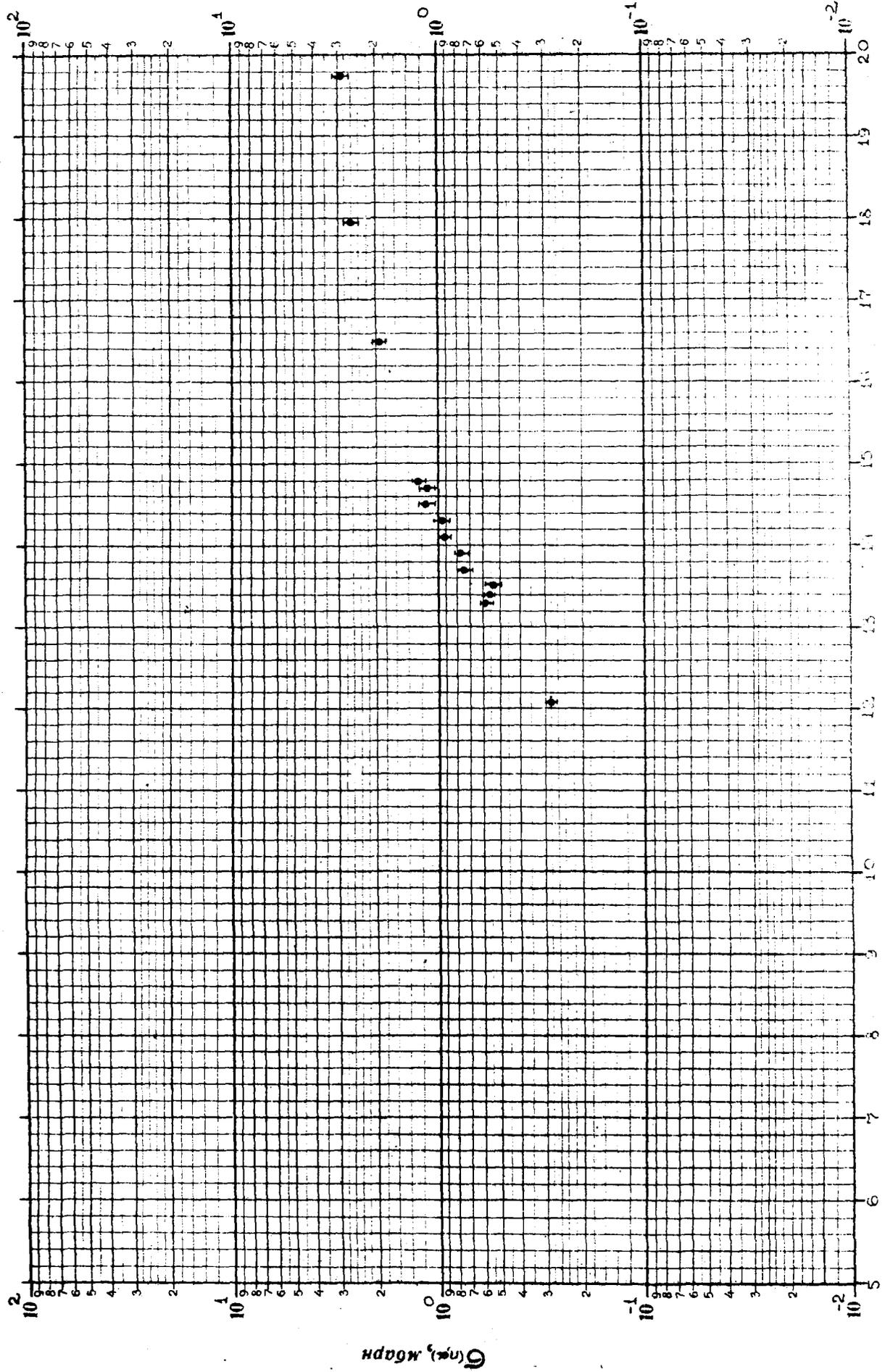
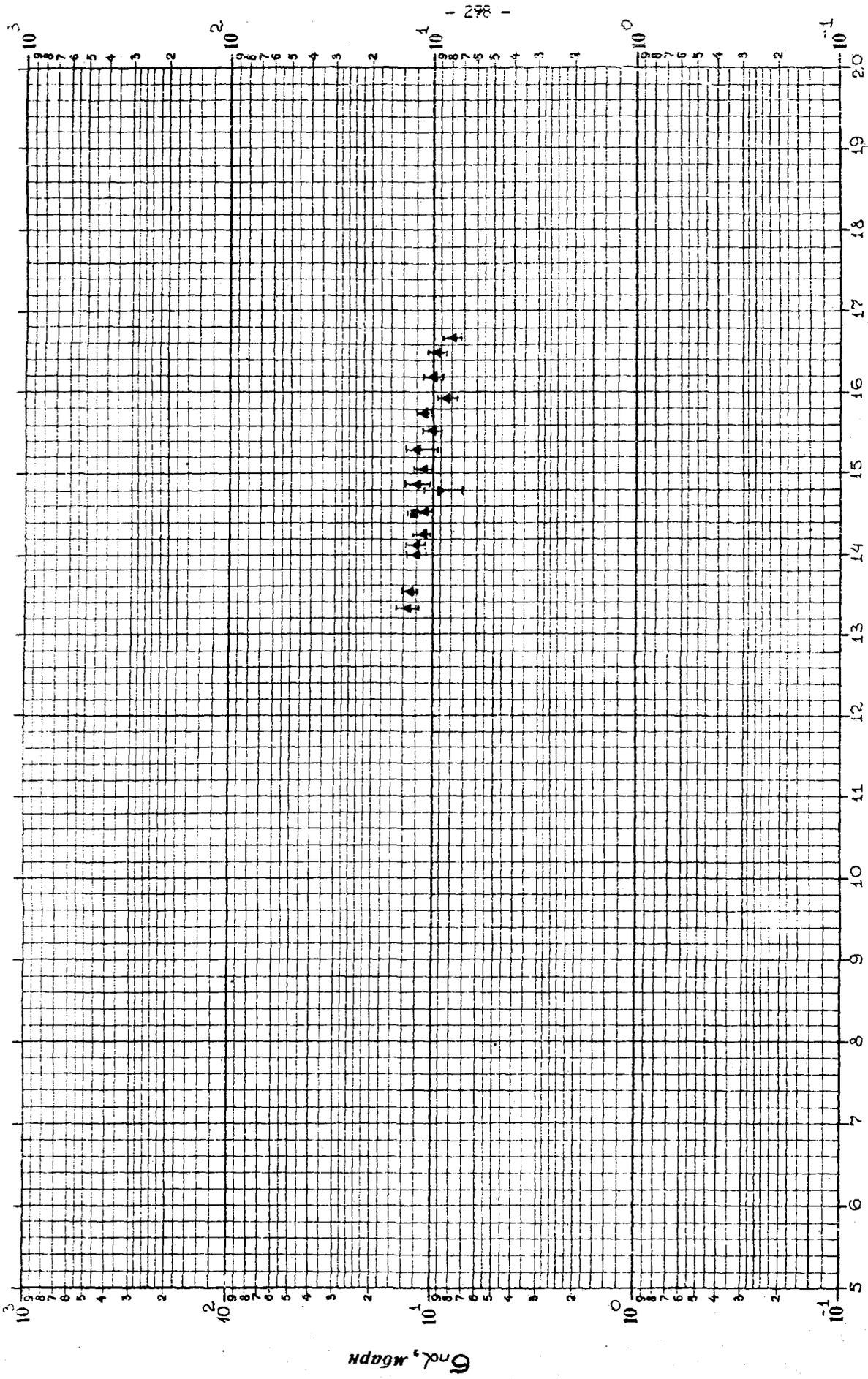
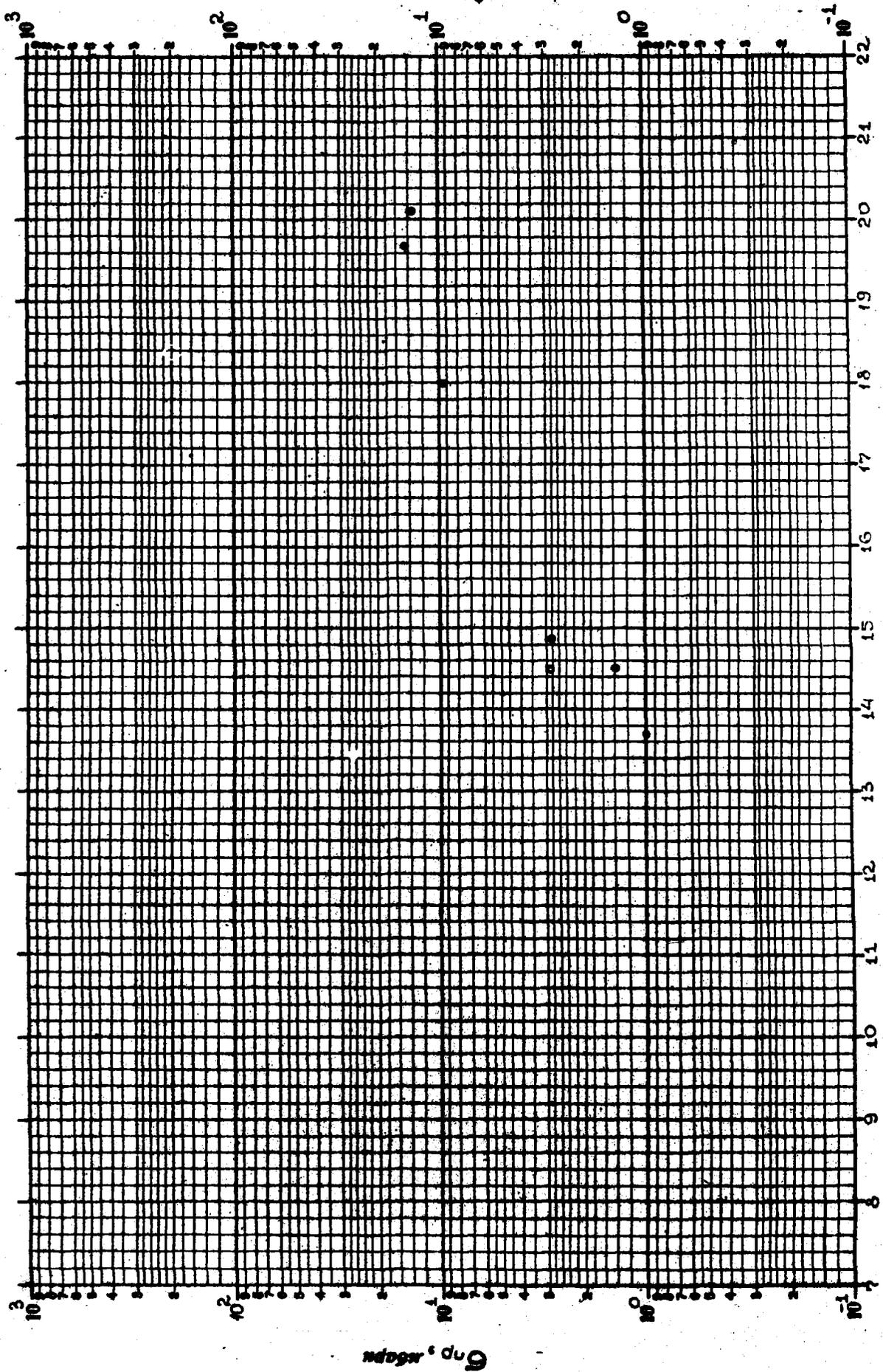


Рис. 27 Е. М.М.



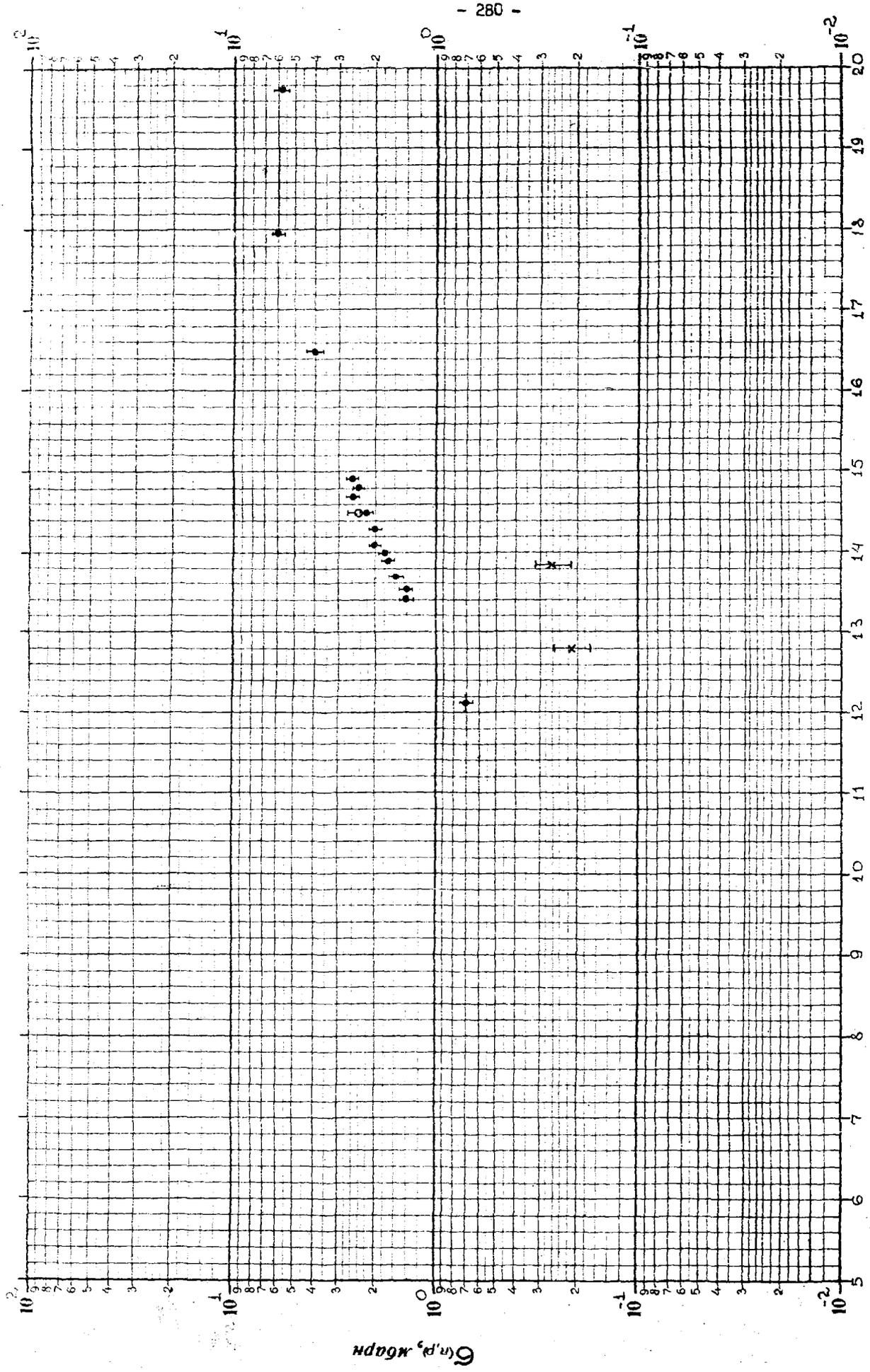
$E, \text{ Мэв}$

Рис. 28



E, Me

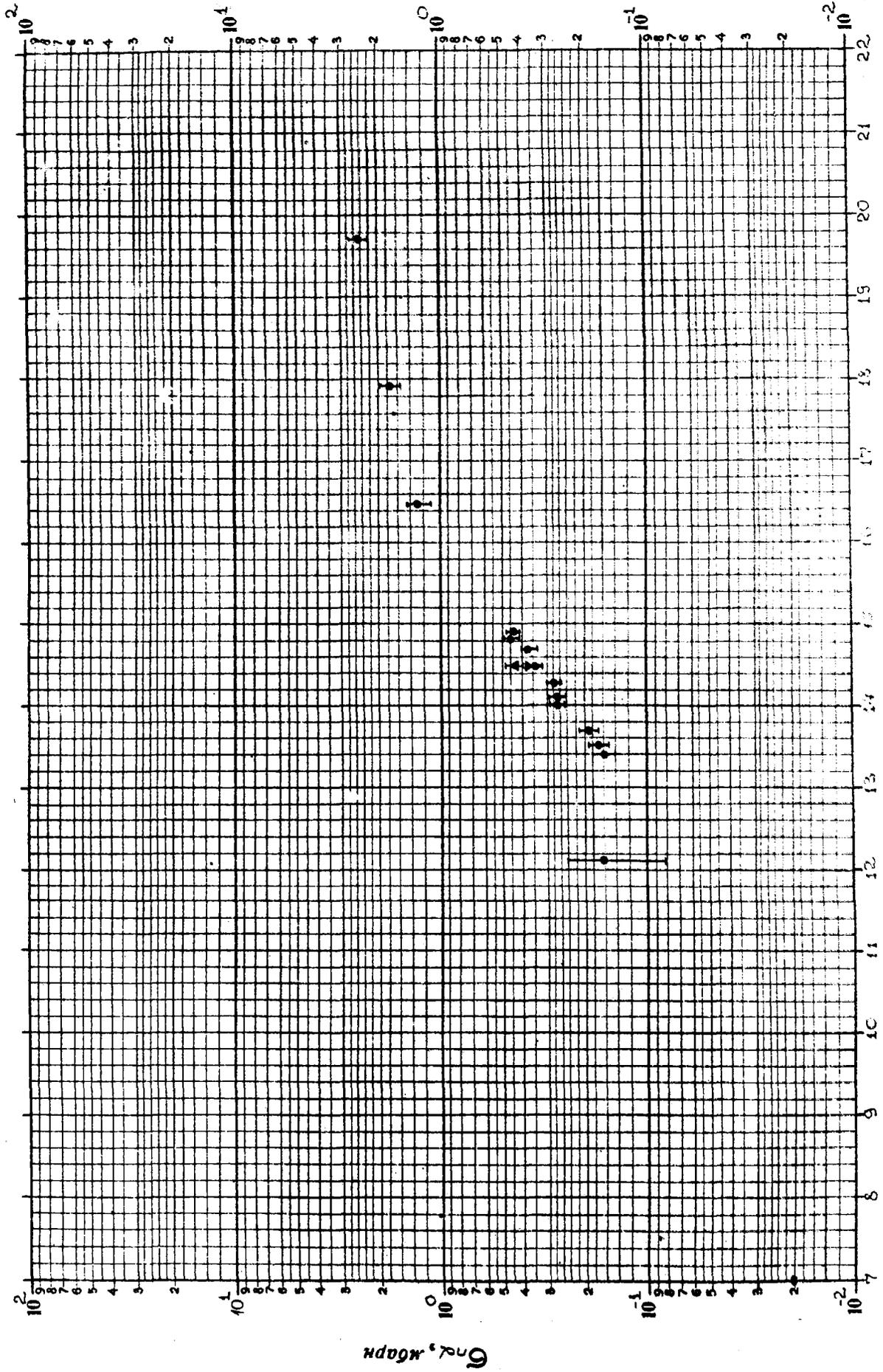
FIG. 29



1 280 1

Рис. 30

E, Mpa



E , МэВ

Л И Т Е Р А Т У Р А

- A-55-I Armstrong A., Brolley J., Phys. Rev., 99, 330, 1955.
A-57-I Allan D.L., Proc. Phys. Soc., A 70, 195, 1957.
A-60 Armstrong A., Rossen L., Nucl. Phys., 19, 40, 1960.
A-6I Allan D.L., Nucl. Phys., 24, 274, 1961.
A-6I-III Alfond W.L. et al., Phys. Rev., 123, 1365, 1961.
A-65-III Aitken J.H., Dixon W.R., Nucl. Phys., 67, 395, 1965.
Б-62 Барышников А.И. и др., частное сообщение, 1962 г.
B-55 Blosser H.G., et al., Phys. Rev., 100, 429, 1955.
B-55-II Brolley J.E. et al., Phys. Rev., 99, 330, 1955.
B-56 Blosser H.G., Handley T.H., WASH-191, 48, 1956.
B-57 Brown G. et al., Phil. Mag., 2, 785, 1957.
B-58 Blosser H.G. et al., Phys. Rev., 110, 531, 1958.
B-59-I Barry J.E. et al., Proc. Phys. Soc., 74, 632, 1959.
B-60 Bormann M. et al., Zeitschr. f. Naturf., 15a, 200, 1960.
B-6I-I Bayhurst B.P., Prestwood R.J., Journ. Inorg. Nucl. Chem., 23,
173, 1961.
B-6I-II Baerg A.P., Bowes G.C., Can. Journ. Chemistry, 39, 684, 1961.
B-6I-VII Bramlitt E.T., Gardner D.G., Ann. Prop. Rep. Nucl. Chem., 1961,
B-62 Bormann M. et al., Zeitsch. f. Phys., 166, 477, 1962.
B-62-I Bramlitt E.T. et al., Phys. Rev., 125, 297, 1962.
B-62-V Bizzeti P.G. et al., Nucl. Phys., 36, 38, 1962.
B-62-VIII Bramlitt E.T., Fink R.W. J. Inorg. and Nucl. Chem., 24, 1321,
1962.
B-62-IX Bramlitt E.T. et al., J. Inorg. and Nucl. Chem., 24, 1317, 1962.
B-63-I Bormann M. et al., Zeitscher. f. Phys. 174, 1, 1963.
B-63-III Bramlitt E.T., Fink R.W., Phys. Rev., 131, 2649, 1963.
B-63-XIII Brzosko J. et al., Nucl. Phys., 45, 579, 1963.
B-64 Boldeman J.W., React. Sci. and Techn., 18, 417, 1964.
B-64-I Bonazzola G.C. et al., Nucl. Phys., 51, 337, 1964.
B-65 Bormann M. et al., Nucl. Phys., 63, 438, 1965.
B-65-II Brzosko et al., Nucl. Phys., 74, 438, 1965.
B-65-VIII Berwanger G. Atomkern Energie 10, 451, 1965.
B-67 Виницкая Г.П. и др., "Ядерная физика", 5, 1175, 1967.
B-67-I Виницкая Г.П. и др., "Ядерная физика", 6, 240, 1967.
B-67-II Bresesti A.M. et al., Nucl. Sci. Enging., 29, 7, 1967.
C-56 Cohen A.V., White P.H., Nucl. Phys., 1, 73, 1956.
C-59-I Coleman R.F. et al., Proc. Phys. Soc., A-73, 215, 1959.

- C-59-II Colli L. et al., Nuovo. Cim., (10), 13, 730, 1959.
C-64 Carroll E.E. et al., Trans. Am. Nucl. Soc., 7, 268, 1964.
C-66 Csikai J. частное сообщение и Nucl. Phys., A 91, 222, 1967.
C-66-III Carroll E.E. et al., Nucl. Sci. Eng. 25, 255, 1966.
C-66-V Csikai J., Atomki közl., 8, 79, 1966.
Д-57 Дзаитиев Б.Г. и др., ДАН, 113, 537, 1957.
Д-60 Depraz M.S. et al., Journ. Phys. Radium., 21, 377, 1960.
Д-60-II Durham et al., не опубликовано, взято из работы [B-64].
Д-65-I Добрев Д., Реф. журнал "Физика", 9 В 156, 1966.
Ф-65 Фудзима И., Реф. журнал "Физика", 12 В, 346, 1965.
F-52 Forbes S.G., Phys. Rev., 88, 1309, 1959.
F-61 Fukuzawa F.J. Phys. Soc., Japan, 16, 2371, 1961.
F-65 Frevett E., Nucl. Sci. Abs, 19, I4115, 1965.
F-66-II Fabry A., J.P.Deworm. FANDC E , 66 U, 125f, 1966.
G-62-II Gabbard F., Kern B.D., Phys. Rev., 128, 1276, 1962.
G-62-III Gardner D.G., Nucl. Phys., 29, 373, 1962.
G-62-IV Gopinathan K.P., Proc. Indian. Acad. Sci. A, 56, 141, 1962.
G-65-I Grimaland B. et al., Phys. Rev., 137, 878, 1965.
G-65-II Golchert N.W. et al., Nucl. Phys., 73, 349, 1965.
G-66 Goldberg M.D. et al., BNL-325, Sec. Edition, Supplement 2, v.v. II
II B, 1966.
G-66-II Gray P.R. et al., Nucl. Phys., 75, 215, 1966.
G-66-III Gnjrathi et al., Nucl. Phys., 85, 288, 1966.
G-66-IV Goldstein G., J. Inorg. Nucl. Chem., 28, 676, 1966.
H-58 Hughes D.J. Schwartr R.B., Neutron Cross Sections BNL-325, Second
Edition, 1958.
H-61 Heinrich F., Tanner F., Helv. Phys. Acta, 34, 481, 1961.
H-62-III Hogg C.H., Weber. Nucl. Sci. Abstr., 17, 31056, 1963.
H-63 Heinrich F., Tanner F., Helv. Phys. Acta, 36, 298, 1963.
H-66-II Huber P. et al., Helv. Phys. Acta, 39, 217, 1966.
H-66-III Hille P., Münser H., Acta. Phys. Austriaca, 23, 44, 1966.
K-59-II Khurana G.S., Hans H.S. Nucl. Phys., 13, 88, 1959.
K-60-I Kumabe I., Phys. Rev. Latt., 4, 207, 1960.
K-62 Kantele J., Gardner D.G., Nucl. Phys., 25, 356, 1962.
K-64-I Кмочарев А.П. и др. МЭТФ, 46, 1483, 1964.
K-64-II Kulisié P. et al., Nucl. Phys., 54, 17, 1964.
K-65 Khurana C.S., Covil I.H., Nucl. Phys., 69, 153, 1965.
K-65-I Konig V., Nucl. Phys., 71, 497, 1965.
K-65-II Kulisic P. et al., Nucl. Phys., 73, 548, 1965.
K-66-III Kjelberg A. et al., Radiochim. Acta., 5, 28, 1966, Nucl. Sci. Abst
20, 28447, 1966.

- L-58 Левковский В.А. Ядерные реакции при малых и средних энергиях, АН СССР, 203, 1958.
- L-53 Левковский В.А., АЭТФ, 45, 305, 1963.
- L-61 Van Loef J.J., Nucl. Phys., 24, 340, 1961.
- L-61-I Liskien H., Paulsen A. "Compilation of Cross-Sections for some neutron induced threshold reactions" Ewratom, 1961.
- L-64-V Lolavic B. et al., РЖФ, 3 В 151, 1966.
- L-65 Liskien H., Paulsen A., Nucl. Phys., 63, 393, 1965.
и частное сообщение.
- L-65-V Lagerwall, Torbjörn, Zeitschr. für Naturforschung ., 20a, 1583, 1965.
- L-66 Liskien H., Paulsen A., Nucleonik, 8, 315, 1966.
- M-58 Mellich C.E. et al., Proceed. Int. Conf. on Radioisotopes in Scient. Research, Pergamon Press, London, 1958.
- M-61 Mukherjee S.K. et al., Proc. Phys. Soc., A 77, 508, 1961.
- M-63-IV Mukherjee S.K., Bakhrui H., Proc. Symposium on Nucl. Phys., Bombay, 244, 1963.
- M-63-V Majumdar N.K., Chatterjee A., Nucl. Phys., 41, 192, 1963.
- M-63-VI Mareazzan G.M. et al., Nucl. Phys., 46, 51, 1963.
- M-65-III Meason J.L., Kurda P.K., Phys. Rev., 138, B 1390, 1965.
- M-67 Minetti B., Pasquarelli A., Nuovo Cimento, LB, 367, 1967.
- N-62 Nakai K. et al., Journ. Phys. Soc. Japan., 17, 1215, 1962.
- N-63 Niese S. et al., Kernenergie, 6, 37, 1963.
- N-65 Nagai W., Aten A.H. W. Jr., Physica, 31, 1091, 1965.
- O-67 Okumura J., Nucl. Phys., A 93, 74, 1967.
- P-53 Paul E.B., Clarke R.L., Can. Journ. Phys., 31, 267, 1953.
- P-59-II Poularikas A., Fink R.W., Phys. Rev., 115, 989, 1959.
- P-59-III Purser K.H., Australian J. of Physics., 12, 231, 1959.
- P-60-I Preiss I.L., Fink R.W., Nucl. Phys., 15, 326, 1960.
- P-60-III Preiss I.L. et al., Ann. Progr. Report Nucl. Chem., 1960,
взято из работы [G-66].
- P-60-IV Poularikas A. et al., J. Inorg. Nucl. Chem., 13, 196, 1960.
- P-61 Passell T.O., Heath R.L., Nucl. Sci. and Eng., 10, 308, 1961.
- P-61-I Pollehn H., Neuert H., Zeitschr. f. Naturf., 16a, 227, 1961.
- P-61-III Poularikas A. et al., Ann. Progr. Report Nucl. Chem., 7, 1961,
взято из работы [G - 66].
- P-61-IV Peck R.A., Jr., Phys. Rev., 123, 1738, 1961.
- P-66 Pagan et al., Nucl. Phys., 85, 476, 1966.
- P-67 Paulsen A., Nucleonik, 10, 91, 1967.
- R-58 Rossel J., Neber J., Helv. Phys. Acta., 31, 727, 1958.

- R-59 Roehlin R., Nucleonics, 17, 54, 1959.
- R-59-I Rapaport J., Van Loef J.J., Phys. Rev., 114, 565, 1959.
- R-60 Reed C.H. Взято из работ [B-6I-I], [C-64].
- R-63 Rayburn L.A., Phys. Rev., 130, 731, 1963.
- R-66 Rubbingo A., Zubke D., Nucl. Phys., 85, 606, 1966.
- R-67 Rau G. Nukleonik, 9, 228, 1967.
- R-67-I Rao P.V., Fink R.W., Phys. Rev., 154, 1023, 1967.
- S-59 Scalau R.S., Fink R.W., Nucl. Phys., 9, 334, 1958/9.
- S-60 Storey R.S. et al., Proc. Phys. Soc., A 75, 526, 1960.
- S-62 Strohal P. et al., Nucl. Phys., 30, 49, 1962.
- S-62-III Sen B., Nucl. Phys., 38, 601, 1962.
- S-66-III Santry D.C., Butler J.P., Canad. Journ. Phys., 44, 1183, 1966.
- T-60 Tewes H.A. et al., WASH-1028, 66, 1960 Взято из работ [E-6I] и [G-66]
- И-66 Иваненко В.В. и др., "Ядерная физика", 4, 1162, 1966.
- И-67 Иваненко В.В. и др., "Ядерная физика", 6, 11, 1967.
- V-57 Verbinski V.V. et al., Phys. Rev., 108, 779, 1957.
- V-6I-I Vallis G., Perkin J. Z., Journ. Inorg. Nucl. Chem., 22, 1, 1961.
- V-66 Venugopalo et al., Phys. Rev. Lett., 17, A 5, 1966.
- W-50 Wkffler H., Helvetica Phys. Acta, 23, 239, 1950.
- W-60-II Wille R.G., Fink R.W., Phys. Rev., 118, 242, 1960.
- W-62 Weigold E., Glower R.N., Nucl. Phys., 32, 106, 1962.
- W-66-I Wood H.E. et al., Phys. Rev. Lett., 17, A 6, 1966.
- Y-57 Yasumi S., Journ. Phys. Soc. Japan., 12, 443, 1957.
- Ж-65 Zielinski U., Vorbaum M to be published., взято из работы [J-66].
- Ч-63 Чурски Г.П. и др., ИЭТФ, 44, 472, 1963.
- И-58 Шапиро Ф.И., ИЭТФ, 34, 1648, 1958.

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ МЕТОДА ЭФФЕКТИВНЫХ ПОРОГОВЫХ СЕЧЕНИЙ
В СЛУЧАЕ ОТЛИЧИЯ ИЗУЧАЕМОГО СПЕКТРА ОТ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ
ДЕЛЕНИЯ

Ю.П.Кормушкин, В.В.Фрунзе, И.Ф.Поливанов, С.Н.Зизина

І. В В Е Д Е Н И Е

В последнее время большое распространение для измерения потоков и спектров быстрых нейтронов получил метод активации изотопов, на которых идут пороговые реакции типа (n, n') ; (n, α) ; (n, p) ; (n, f) ; $(n, 2n)$. Самый простой метод обработки информации для получения спектра быстрых нейтронов — метод эффективных пороговых сечений применяется экспериментаторами чаще всего [1+7]. Обзор литературных данных, посвященных этому методу, показывает, что ни один из авторов не исследует влияние выбранных $\sigma_{эф}^i$ и $E_{эф}^i$ (i -индекс индикатора) на результат эксперимента, в лучшем случае дается погрешность измерения активационных интегралов. Кроме того, часто бывает очень трудно судить о применимости метода, разработанного для измерения спектров, слабо отличных от спектра нейтронов деления, в той или иной конкретной ситуации, когда неизвестно заранее, насколько сильно измеряемый спектр отличен от спектра деления. В этих случаях также невозможно предсказать погрешности результатов.

Цель данной работы — определить погрешности, возникающие при применении метода эффективных пороговых сечений, для измерения спектров нейтронов, прошедших толстые слои замедлителя. В качестве изучаемых сред были выбраны бериллий, вода и графит — материалы, наиболее часто применяемые в реакторной технике в качестве отражателя.

П. МЕТОД ЭФФЕКТИВНЫХ ПОРОГОВЫХ СЕЧЕНИЙ

Изложим метод эффективных пороговых сечений, следуя работе /8/. В этом методе приближение для поперечных сечений может быть выполнено путем использования одноступенчатых функций. Это упрощение, первоначально предложенное Юзом, требует введения некоторых предположений о форме спектра нейтронов и сечения активации детектора для энергии выше некоторого значения. Здесь реальный ход сечения пороговой реакции заменяется функцией:

$$\sigma_1(E) = 0 \text{ при } E < E_{\text{эф}}^1; \quad \sigma_1(E) = \sigma_{\text{эф}}^1 \text{ при } E \geq E_{\text{эф}}^1. \quad (1)$$

Тогда скорость реакции на одно ядро облучаемого изотопа

$$\int_{E_{\text{пор}}^1}^{\infty} \sigma_1(E) \phi(E) dE = \sigma_{\text{эф}}^1 \int_{E_{\text{эф}}^1}^{\infty} \phi(E) dE = \bar{\sigma}_1 \int_0^{\infty} \phi(E) dE, \quad (2)$$

где:

$$\begin{aligned} \sigma_1(E) & - \text{сечение пороговой реакции /см}^2\text{/;} \\ \phi(E) & - \text{дифференциальный поток нейтронов} \\ & \quad / \frac{N}{\text{см}^2 \text{секМэВ}} /; \end{aligned}$$

$$E_{\text{пор}}^1 - \text{порог реакции (МэВ);}$$

$$\bar{\sigma}_1 - \text{сечение, усредненное по спектру деления.}$$

Определение $E_{\text{эф}}^1$ и $\sigma_{\text{эф}}^1$ является одной из важнейших и труднейших задач этого метода и всегда содержит в себе определенный произвол. Так как первым приближением нейтронного спектра для нейтронов с $E > 0,5$ МэВ в реакторах является спектр деления, то он обычно и применяется для определения $E_{\text{эф}}^1$. В настоящее время существует несколько подходов к определению $E_{\text{эф}}^1$. Например, $E_{\text{эф}}^1$ может быть вычислено в предположении, что поперечное сечение растет пропорционально вероятности заряженной частице проникнуть через кулоновский потенциальный барьер /9,10/. Величина прозрачности барьера P , который находится на пути протона (или α -частицы) в момент его вылета из промежуточного ядра, определяется согласно формуле Бете /10/. Эффективная пороговая энергия находится из соотношения:

$$\int_0^{\infty} P(E) \phi(E) dE = \int_{E_{\text{эф}}^1}^{\infty} \phi(E) dE \quad (3)$$

Тогда величина $\sigma_{\text{эф}}^1$ может быть получена из соотношения

$$\int_0^{\infty} \sigma_1(E) \phi(E) dE = \sigma_{\text{эф}}^1 \int_{E_{\text{эф}}^1}^{\infty} \phi(E) dE \quad (4)$$

Следовательно:

$$\sigma_{\text{эф}}^i = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \varphi(E) dE}{\int_{E_{\text{эф}}^i}^{\infty} \varphi(E) dE} = \bar{\sigma}_i \frac{\int_0^{\infty} \varphi(E) dE}{\int_{E_{\text{эф}}^i}^{\infty} \varphi(E) dE} \quad (5)$$

Существуют и другие подходы к вычислению $\sigma_{\text{эф}}^i$ и $E_{\text{эф}}^i$. Например, Прайс /II/ в качестве $\bar{\sigma}_{\text{эф}}^i$ принимает среднюю величину сечения выше порога, а затем вычисляет $E_{\text{эф}}^i$ (аналогичный подход сделан в работе /3/).

Приведенные выражения справедливы для любой формы спектра $\varphi(E)$, в том числе и для спектра деления $N(E)$. Поскольку вид $N(E)$ известен, могут быть найдены $\bar{\sigma}_i$, $\sigma_{\text{эф}}^i$ и $E_{\text{эф}}^i$, приведенные к спектру деления. Так как вид измеряемого спектра в области $E < 1$ Мэв отличается от вида спектра деления, $\bar{\sigma}_i$ для измеряемого спектра существенно отличается от $\bar{\sigma}_i$, приведенного к спектру деления. В области $E > 1$ Мэв можно предположить малое отличие вида измеряемого спектра от вида спектра деления, тогда при обработке результатов измерений можно использовать $\sigma_{\text{эф}}^i$ и $E_{\text{эф}}^i$, приведенные к спектру деления. В этом случае, при измерении спектра нейтронов набором пороговых индикаторов можно получить кривую интегрального спектра нейтронов в области $E > 1$ Мэв.

$$I(E_{\text{эф}}^i) = \int_{E_{\text{эф}}^i}^{\infty} \varphi(E) dE = \frac{\int_0^{\infty} \varphi(E) \sigma_i(E) dE}{\sigma_{\text{эф}}^i} = \frac{A_i}{\sigma_{\text{эф}}^i} \quad (6)$$

III. ВЫБОР ИСХОДНЫХ СПЕКТРОВ

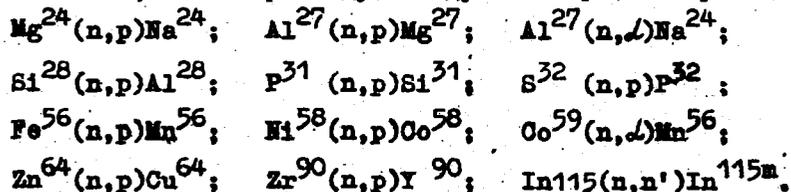
В качестве спектров, отличающихся от спектра деления, взяты расчетные и экспериментальные спектры нейтронов, прошедших через слои замедляющего материала. Для бериллиевой и водной сред спектры нейтронов от точечного источника нейтронов деления, рассчитанные методом моментов, заимствованы из работы /I 2/. В качестве спектра нейтронов в графитовой среде использован спектр нейтронов от плоского источника нейтронов

деления, измеренный экспериментально /13/. Данные для точечных источников нормированы на мощность источника 1 нейтр/сек, а мощность плоского источника составляла 1 нейтр/см²сек. В первом приближении можно считать, что спектр деления в бериллии и воде не деформируется в области энергий выше 5 Мэв. Деформация в бериллии происходит главным образом в области энергий 1-5 Мэв, где наряду с относительным уменьшением числа нейтронов проявляются антирезонансы, связанные с резонансами в полном сечении бериллия /13/.

Расчетные спектры нейтронов в графите /13/ не имеют столь больших нерегулярностей, подобных полученным в бериллии. Однако измеренные распределения гораздо сильнее деформируются, чем расчетные, с ростом расстояния от источника. Поскольку целью работы является оценка погрешностей применения метода эффективных пороговых сечений в случае максимального отличия изучаемого спектра от спектра деления, то в расчетах были использованы экспериментальные данные, которые также взяты из работы /13/.

IV. ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОРОГИ И ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ

В качестве детекторов для измерения спектров были выбраны изотопы, на которых идут следующие пороговые реакции:



Энергетические зависимости сечений для всех реакций, кроме

$\text{Zn}^{64}(\text{n},\text{p})$; $\text{Zr}^{90}(\text{n},\text{p})$ и $\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}')$, взяты из работ /14,15/.

Сечения $Zn^{64}(n,p)$, $Zr^{90}(n,p)$ и $In^{115}(n,n')$ взяты из работ /16,17,18/ соответственно.

В настоящей работе вычислены эффективные сечения перечисленных реакций в зависимости от эффективной пороговой энергии

$\sigma_{эфф}^i = f(E_{эфф}^i)$. По определению

$$\sigma_{эфф}^i = \frac{\int_{E_{пор}}^{\infty} \sigma^i(E) N(E) dE}{\int_{E_{эфф}^i}^{\infty} N(E) dE}, \quad (7)$$

где $N(E)$ - спектр нейтронов, по которому производится осреднение сечений. В данном случае:

$$N(E) = 0,4527e^{-0,965 \frac{E}{\text{МэВ}}} \text{sh} \sqrt{2,29E} \quad /19/- \text{ спектр}$$

нейтронов деления урана-235.

Интегралы в выражении (7) вычислялись по формуле Симпсона. Интегрирование производилось в интервале энергий от $E_{пор}$ до 15 Мэв с шагом разбиения 0,25 Мэв. Выбор верхней границы интегрирования обусловлен незначительным вкладом в общий активационный интеграл области энергий $E \geq 15$ Мэв. На рис. 1 и 2 показана зависимость $\sigma_{эфф}$ от $E_{эфф}$; для сравнения нанесены данные различных авторов, взятых из таблицы I.

У. РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТЕЙ МЕТОДА ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ

Как указывалось в разделе II, применение i -пороговой реакции позволяет измерить интегральный поток нейтронов с энергией выше $E_{эфф}^i$. Применение нескольких таких реакций с различными $E_{эфф}^i$ дает возможность получить зависимость интегрального потока от $E_{эфф}^i$, т.е. интегральный спектр нейтронов. Каждый интегральный поток определяется с некоторой погрешностью и эти погрешности определяют ошибку интегрального спектра нейтронов. Сведение к минимуму погрешностей интегральных потоков в пределе приведет к точному определению интегрального спектра нейтронов. Поэтому в данной работе в качестве погрешностей

метода эффективных пороговых сечений изучаются погрешности интегральных нейтронных потоков. В свою очередь погрешность каждого интегрального потока состоит из погрешности измерения активационного интеграла, погрешности сечений, используемых для вычисления $\sigma_{\text{эфф}}^i$ и $E_{\text{эфф}}^i$, и погрешности, обусловленной особенностями метода эффективных пороговых сечений. В данной работе исследуется именно эта последняя составляющая погрешности, а активационные интегралы и поперечные сечения считаются точно известными.

Определим относительную погрешность интегрального потока нейтронов с энергией выше $E_{\text{эфф}}^i$ $I(E_{\text{эфф}}^i) = \int_{E_{\text{эф}}^i}^{15} \phi(E) dE$ следующим образом:

$$\delta I(E_{\text{эф}}^i) = \frac{\Delta I(E_{\text{эф}}^i)}{\int_{E_{\text{эф}}^i}^{15} \phi_{\text{ист}}(E) dE} \quad (8),$$

где:

$$\begin{aligned} \Delta I(E_{\text{эф}}^i) &= \int_{E_{\text{эф}}^i}^{15} \phi_{\text{ист}}(E) dE - I(E_{\text{эф}}^i) \equiv \\ &= \int_{E_{\text{эф}}^i}^{15} \phi_{\text{ист}}(E) dE - \frac{\int_{E_{\text{пор}}^i}^{15} \phi_{\text{ист}}(E) \sigma_1^i(E) dE}{\sigma_{\text{эф}}^i} \quad (9) \end{aligned}$$

В этом выражении $\phi_{\text{ист}}(E)$ - спектр нейтронов в изучаемой среде [12,13]. Интегралы в выражении (9) вычислялись для всех вариантов по формуле Симпсона с шагом интегрирования 0,25 МэВ. Относительные погрешности интегральных потоков нейтронов, в зависимости от выбранных $E_{\text{эфф}}^i$, были вычислены по изложенной методике для двенадцати пороговых реакций. Некоторые результаты приведены на рис.3+8.

VI. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты работы показывают, что во всем диапазоне изученных расстояний от источника нейтронов деления в бериллии,

воде и графите для большинства рассмотренных пороговых реакций при удачном выборе $E_{эф}^1$ относительная погрешность метода может быть сделана весьма малой. Это указывает на то, что даже в случае сильного отличия изучаемого спектра от спектра нейтронов деления (на больших расстояниях от источника нейтронов деления), метод эффективных пороговых сечений может успешно использоваться.

В таблице II приведены рекомендуемые $E_{эф}^1$ и $\sigma_{эф}^1$ для двенадцати рассмотренных пороговых реакций при измерении интегральных потоков быстрых нейтронов в бериллии, воде и графите. Из таблицы видно, что применение полученных характеристик для любого из рассмотренных расстояний от источника нейтронов деления позволяет получить малую погрешность в интегральных потоках. Нетрудно показать, что оцененная относительная погрешность интегрального потока нейтронов с энергией выше $E_{эф}^1$ (см. рис. 3+8) есть не что иное, как относительное отклонение эффективных сечений, усредненных по спектру деления, от сечений, усредненных по истинному (заданному) спектру.

Действительно, из выражения (8) следует:

$$\begin{aligned} \delta I(E_{эф}^1) &= 1 - \frac{\int_{E_{пор}}^{15} \phi(E) \sigma_i(E) dE}{\int_{E_{эф}^1}^{15} \phi_{ист}(E) dE \cdot \sigma_{эф}^1} = \\ &= 1 - \frac{\int_{E_{пор}}^{15} \phi(E) \sigma_i(E) dE}{\int_{E_{эф}^1}^{15} \phi_{ист}(E) dE \cdot \frac{\sigma_{эф}^1}{\sigma_{эф}^1} \cdot \sigma_{эф}^1} = 1 - \frac{\sigma_{эф}^1}{\sigma_{эф}^1} \end{aligned}$$

Здесь: $\sigma_{эф}^1$ и $\sigma_{эф}^1_{ист}$ - эффективные пороговые сечения по спектру нейтронов деления и истинному (исходному) спектру соответственно. В книге Прайса /II/ содержится упоминание о том, что Узе в работе /20/ рассмотрел ошибки, возникающие в том случае, если энергетические пороги, определенные для спектра деления, используются для других спектров. Авторы данной

работы, к сожалению, не смогли ознакомиться с работой Узе.

Авторы благодарят Харину С.А. за графическое оформление результатов, а Трегубову Н.А. за помощь в расчетах и обработке данных.

Л и т е р а т у р а

1. O.W.Dietrich and J.Thomas. Physics of Fast and Intermediate Reactors. IAEA, Vienna, Vol. 1, 1962.
2. Moteff I., E.R.Beever.
Selected Topics in Radiation Dosimetry,
IAEA, Vienna, 1961.
3. Звонов Н.В. и др. "Атомная энергия", 12, вып.2, 116 (1962).
4. К.К.Балтмугур и др. "Атомная энергия" т.20, вып.2, 1966.
5. К.Н.Беккуртс, К.Виртс. "Neutron Physics", 1964.
6. Стародубцев С.В., Аширов и др. Дозиметрия больших доз. Изд-во "ФАН", Ташкент, 1966.
7. Вихров В.Н., Правдюк Н.Ф. Дозиметрия больших доз. Изд-во "Фан", УЭССР, Ташкент, 1966.
8. Кормушкин Ю.П., Фрунзе В.В., Поливанов И.Ф. Методы обработки спектров быстрых нейтронов по данным активационного метода (обзор), УИ-1, Мелекесс, 1966.
9. Д.Дз. Нейтронные исследования на ядерных котлах. Иностранная литература, 1954г.
10. Trice, I.B. et al. A Series of Thermal, Epithermal and Fast Neutron Measurements in the MTR, ORNL, CF 55-10-140 (1955).

11. Прайс В. Регистрация ядерных излучений. И.Д.Москва, 1960.
12. Г.Гольдштейн. Основы защиты реакторов. Госатомиздат, 1961.
13. Ю.А.Казанский, В.И.Кухтевич и др. Физические исследования защиты реакторов. Атомиздат, Москва, 1966.
14. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Вып. I, 1964..
15. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Вып. II, 1965г.
16. T.O.Passell and R.L.Heath, Nuclear Science and Engineering, Vol. 10, No.4, p.308 - 315 (1961).
17. Edward E.Caroll and Robert W.Stocksberry. Nuclear Science and Engineering, 25, 285 - 290 (1966).
18. H.C.Martin, B.C.Diven and R.E.Taschec. The Physical Review, Vol. 93, No.1, p.202 (1954).
D.I.Hughes and R. Schwartz, Neutron Cross Sections, 1959.
19. И.В.Гордеев, Д.А.Кардашев, А.В.Малышев. Ядерно-физические константы. Справочник. Госатомиздат, Москва, 1963.
20. Uthe P.M.. Attainment of Neutron Flux-Spectra from Foil Activations, WADC - TR - 57 - 3 (1957).
21. Nilsson R. Neutron Dosimetry, Vol. II, IAEA, 1963.
22. Moteff I. NuclEonics 20, No.12, 56-60 (1962).
23. Bresesti M. et al. Neutron Dosimetry, Vol.I, IAEA, 1963.

24. Romanko I. and Dungan W.E. Neutron Dosimetry,
Vol. I, IAEA, 1963.
25. Beauge R. Neutron Dosimetry, Vol. II, IAEA, 1963.
26. Иванов В.Н. Дозиметрия ионизирующих излучений, 1964.
27. Grundl I. and Usner A. Nucl. Sci. Eng.,
No. 8, p.598-607, 1960.
28. Beauge R : Sections Efficaces Pour les Detecteurs
de Neutrons Par Activation. CEA-Report (1963).
29. Greim L. INDSWG-26, p.178 (1963).
30. Jung R.G. et al. Nucl. Sci. Abstr. 15, 12062 (1961).

Таблица I

Р е а к ц и я	Эффективный порог $E_{эф}$ для нейтронов спектра деления Мэв											
	а	б	в	г	д	е	ж	з	и	к	л	м
$\text{In}^{115}(n,n')\text{In}^{115m}$	-	-	-	1,8	-	-	1,5	-	0,85	-	-	-
$\text{Hg}^{199}(n,n')\text{Hg}^{199m}$	-	-	-	-	-	-	1,9	-	-	-	-	-
$\text{Ni}^{58}(n,p)\text{Co}^{58}$	-	5,0	5,0	3,4	2,9	-	-	3,09	-	2,79	-	-
$\text{S}^{32}(n,p)\text{P}^{32}$	3,5	2,9	2,9	3,2	3,0	3,3	-	2,99	2,9	2,68	2,5	2,78
$\text{Zn}^{64}(n,p)\text{Cu}^{64}$	-	-	-	-	4,0	-	4,4	-	-	-	-	-
$\text{Al}^{27}(n,p)\text{Mg}^{27}$	4,6	4,6	5,3	-	-	5,4	-	5,46	4,6	-	-	4,67
$\text{Si}^{28}(n,p)\text{Al}^{28}$	6,7	5,5	6,1	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$\text{Mg}^{24}(n,p)\text{Na}^{24}$	7,2	6,3	6,3	-	6,3	-	-	-	7,5	-	-	-
$\text{Ti}^{48}(n,p)\text{Sc}^{48}$	-	-	-	6,0	-	-	7,0	-	-	-	-	-
$\text{Fe}^{56}(n,p)\text{Mn}^{56}$	-	-	-	-	7,5	7,6	7,6	6,42	-	-	-	6,33
$\text{Al}^{27}(n,\alpha)\text{Na}^{24}$	8,7	8,1	8,6	-	8,1	8,2	-	7,52	8,1	7,49	-	7,25
$\text{I}^{127}(n,2n)\text{I}^{126}$	-	-	10	-	-	-	-	-	-	-	II	-
$\text{Ni}^{58}(n,2n)\text{Ni}^{57}$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	13,7	13	-
$\text{Cu}^{63}(n,2n)\text{Cu}^{62}$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	12,7	12	12,77
$\text{Cu}^{65}(n,2n)\text{Cu}^{64}$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	11,2	-	-

Таблица Iа

Реакция	Эффективное сечение $\sigma_{\text{эф}}$ Мбарн											
	а	б	в	г	д	е	ж	з	и	к	л	м
$\text{In}^{115}(\text{n}, \text{n}')\text{In}^{115\text{м}}$	-	-	-	-	-	-	250	-	230	-	-	-
$\text{Hg}^{199}(\text{n}, \text{n}')\text{Hg}^{199\text{м}}$	-	-	-	-	-	-	120	-	-	-	-	-
$\text{Ni}^{58}(\text{n}, \text{p})\text{Co}^{58}$	-	1230	1230	-	420	-	-	550	-	493	-	-
$\text{S}^{32}(\text{n}, \text{p})\text{P}^{32}$	-	300	300	-	310	354	-	308	300	265	250	272
$\text{Zn}^{64}(\text{n}, \text{p})\text{Cu}^{64}$	-	-	-	-	320	-	220	-	-	-	-	-
$\text{Al}^{27}(\text{n}, \text{p})\text{Mg}^{27}$	-	39	80	-	-	88	-	80	80	-	-	55,7
$\text{Si}^{28}(\text{n}, \text{p})\text{Al}^{28}$	-	80	190	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$\text{Mg}^{24}(\text{n}, \text{p})\text{Na}^{24}$	-	48	48	-	60	-	-	-	190	-	-	-
$\text{Ti}^{48}(\text{n}, \text{p})\text{Sc}^{48}$	-	-	-	-	-	-	50	-	-	-	-	-
$\text{Fe}^{56}(\text{n}, \text{p})\text{Mn}^{56}$	-	-	-	-	110	115	60	50	-	-	-	52,4
$\text{Al}^{27}(\text{n}, \text{d})\text{Na}^{24}$	-	111	110	-	130	113	-	70	116	74	-	58,7
$\text{I}^{127}(\text{n}, 2\text{n})\text{I}^{126}$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1300	-
$\text{Ni}^{58}(\text{n}, 2\text{n})\text{Ni}^{57}$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	45,5	1100	-
$\text{Cu}^{63}(\text{n}, 2\text{n})\text{Cu}^{62}$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	524	900	694
$\text{Cu}^{65}(\text{n}, 2\text{n})\text{Cu}^{64}$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	693	-	-

Рекомендуемые $\sigma_{эфф}^i$ и $E_{эфф}^i$ для пороговых реакций Таблица П
(среда: бериллий, вода, графит)

Реакция i	Бериллий			Вода			Графит		
	I	II	III	I	II	III	I	II	III
$Mg^{24}(n,p)Na^{24}$	7,10	127	0,5	7,12	130	1,5	7,45	170	12
$Al^{27}(n,p)Mg^{27}$	4,20	43	6	4,70	61	4,8	4,50	53	10
$Al^{27}(n,\alpha)Na^{24}$	7,37	72	0	7,50	80	2,5	7,50	80	18
$Si^{28}(n,p)Al^{28}$	5,75	268	1	5,65	240	2,0	6,02	330	1,5
$P^{31}(n,p)Si^{31}$	2,85	138	3	2,72	130	1,5	3,00	158	4
$S^{32}(n,p)P^{32}$	2,95	304	3	2,92	300	1,5	3,17	357	4
$Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$	6,62	70	3	6,30	54	2,8	6,00	43,5	8
$Ni^{58}(n,p)Co^{58}$	3,05	535	1	3,10	560	2,5	3,42	690	6
$Co^{59}(n,\alpha)Mn^{56}$	7,05	13,25	1,5	7,00	12,9	2,8	5,75	4,95	9
$Zn^{64}(n,p)Cu^{64}$	3,40	191	3	3,77	249	5,6	3,92	273	8
$Zr^{90}(n,p)Y^{90}$	6,50	20,3	5	5,92	13,2	6,0	5,15	7,4	8
$In^{115}(n,n')In^{115m}$	0,85	230	10	0,85	230	15,6	0,85	230	23
	1,50	325	14				1,50	325	25
	1,80	386	8				1,80	386	29

Примечание: I- $E_{эфф}^i$, Мэв ;
II- $\sigma_{эфф}^i$, Мбарн ;
III- погрешность метода в % .

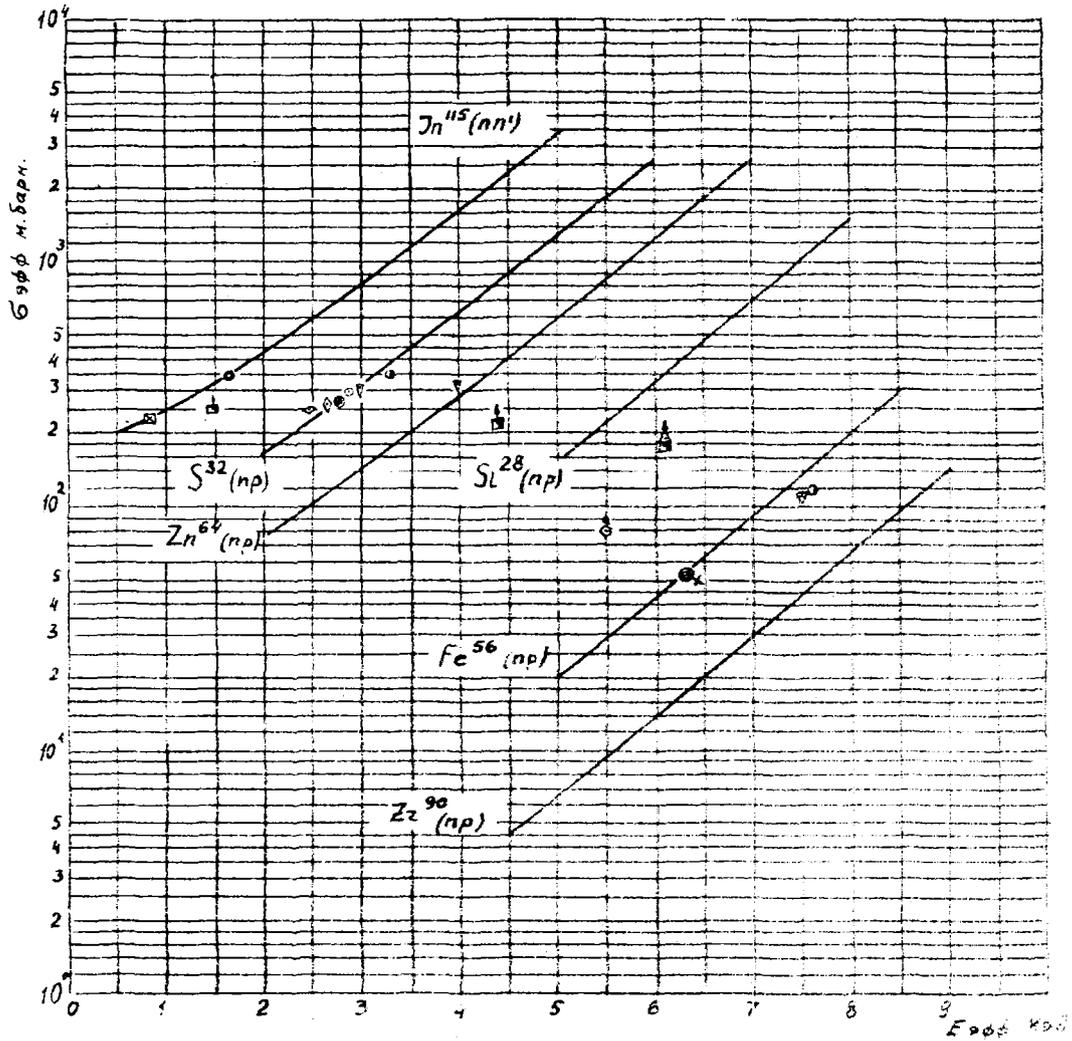


Рис. I

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ К РИС. I, 2 И ТАБЛИЦЕ I

а) Юз.Д.	/9/	■	к) ЗВОНОВ В.В.	/13/
⊙ б) Trice I.	/10/	×	з) ВРЕЗАНОВ К.	/23/
△ в) Прайс В.	/11/	⊠	и) КОМАРКО И.	/24/
□ г) Nilsson R.	/21/	◇	к) Beauge K.	/25/
▽ д) Moteff I.	/22/	◇	л) ИВАНОВ В.Н.	/26/
● е) Dietrich	/1/	⊙	м) Grandi I.	/27/
		●	Beauge	/28/
		▲	Greim L.	/29/
		▼	Jung R.G.	/30/

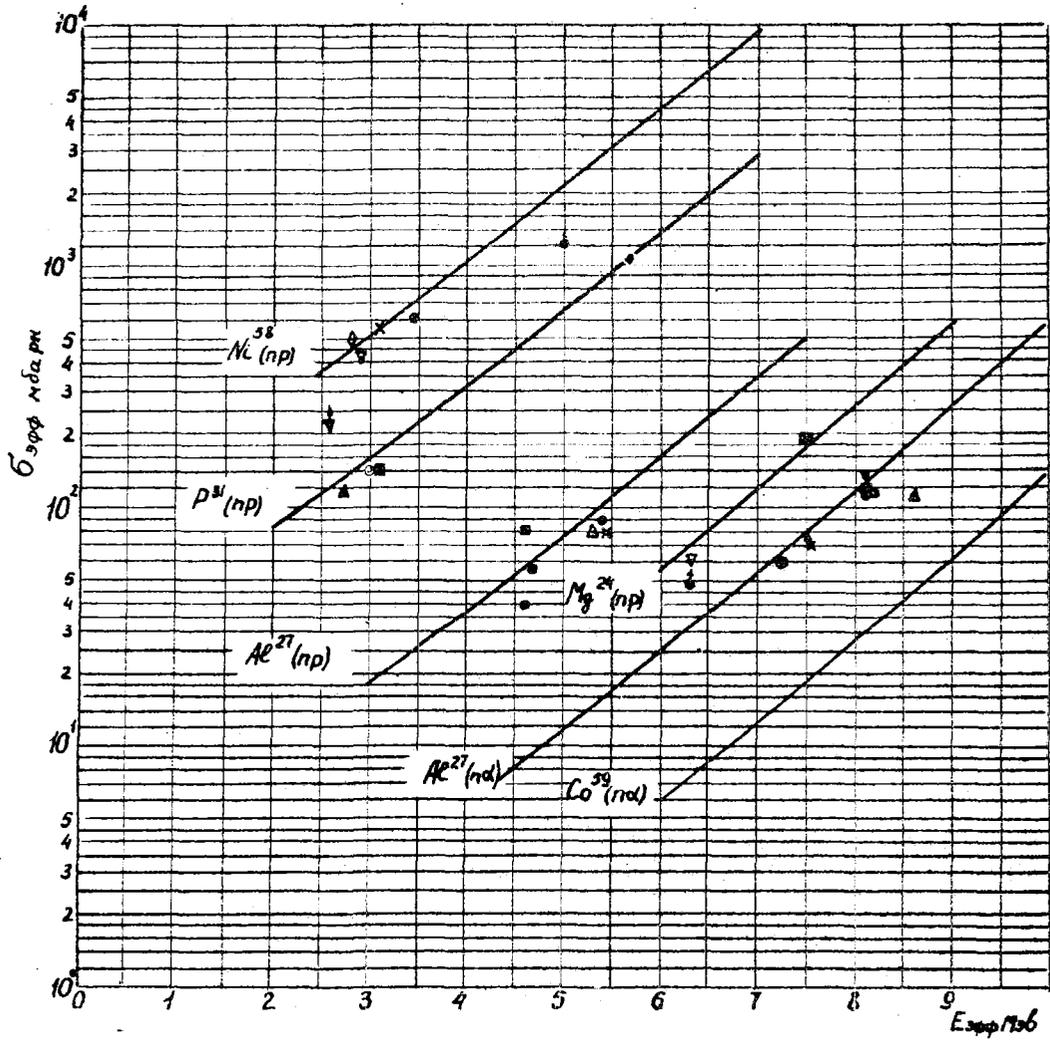


Рис.2

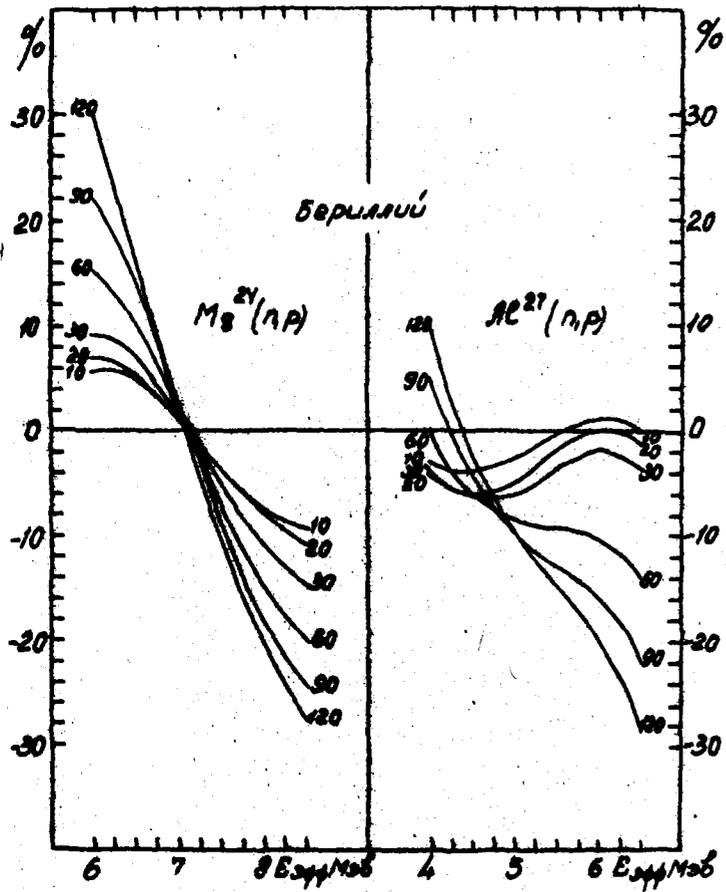


Рис.3. Зависимость относительной погрешности от энергии $E_{эфф}$ для $Mg^{24}(n,p)$ и $Al^{27}(n,p)$ (среда - бериллий, расстояние от источника даны в $г/см^2$).

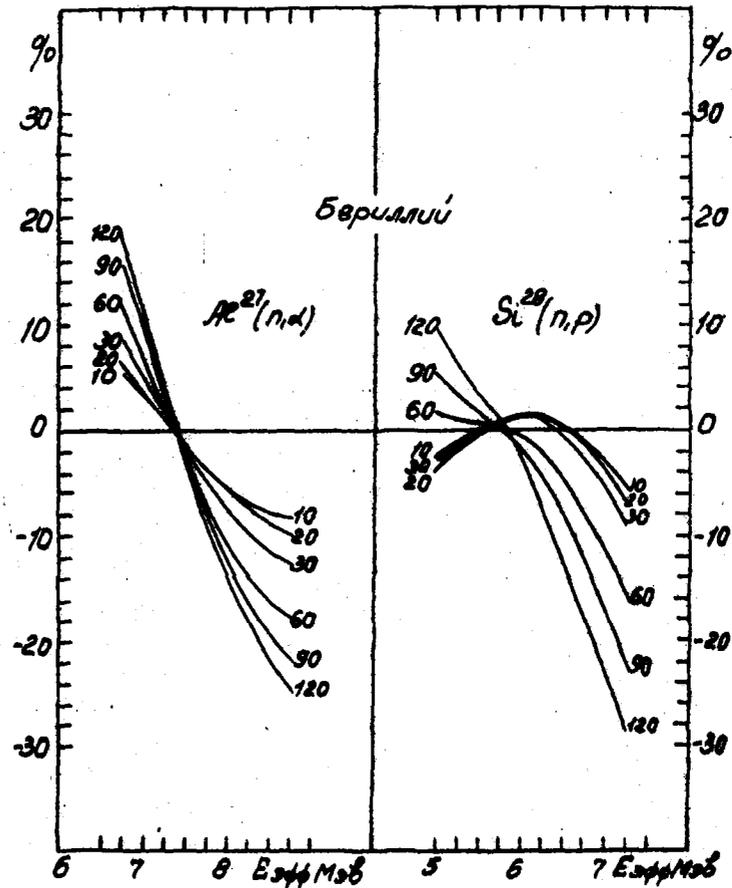


Рис.4. Зависимость относительной погрешности σI от энергии $E_{эфф}$ для $Al^{27}(n,d)$ и $Si^{28}(n,p)$ (среда - бериллий, расстояние от источника даны в $г/см^2$).

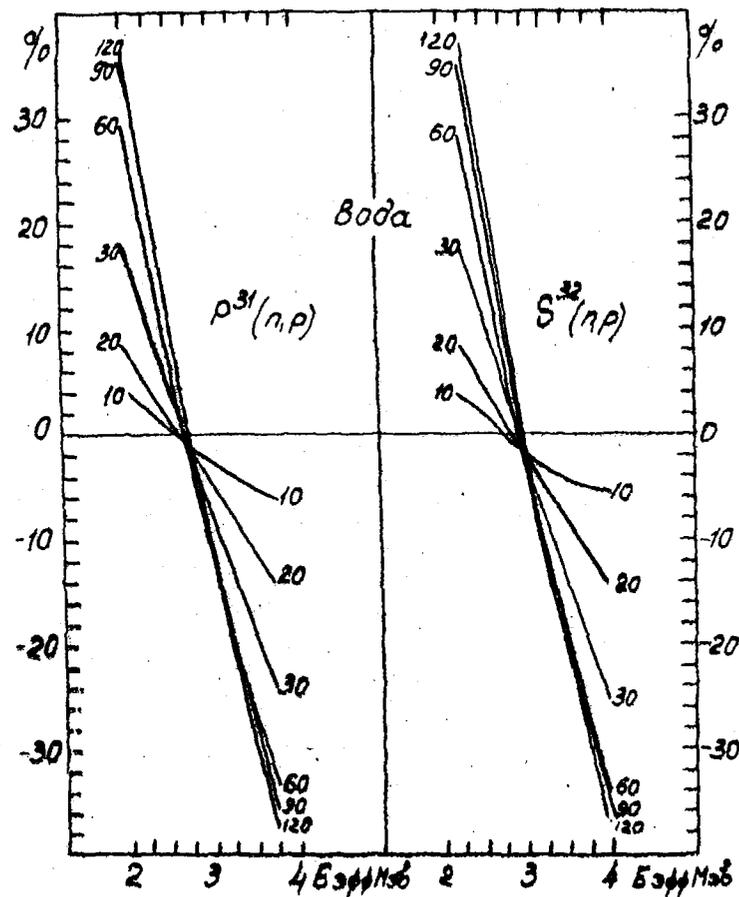


Рис.5. Зависимость относительной погрешности δI от энергии $E_{эфф.}$ для $P^{31}(n,p)$ и $S^{32}(n,p)$ (среда-вода, расстояние от источника даны в см).

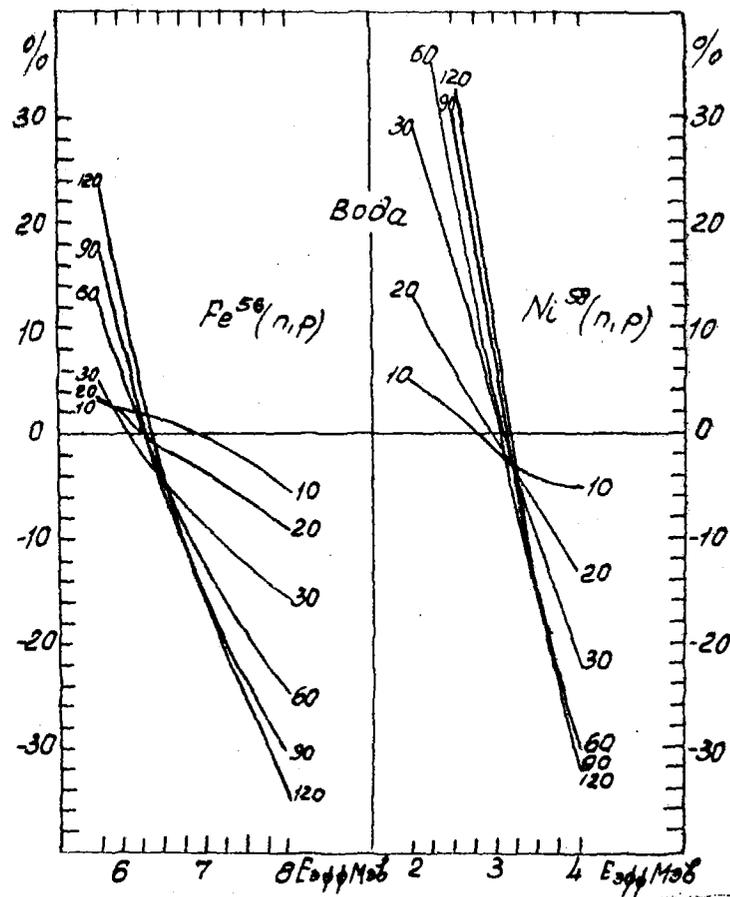


Рис.6. Зависимость относительной погрешности δI от энергии $E_{эфф.}$ для $Fe^{56}(n,p)$ и $Ni^{58}(n,p)$ (среда-вода, расстояние от источника даны в см).

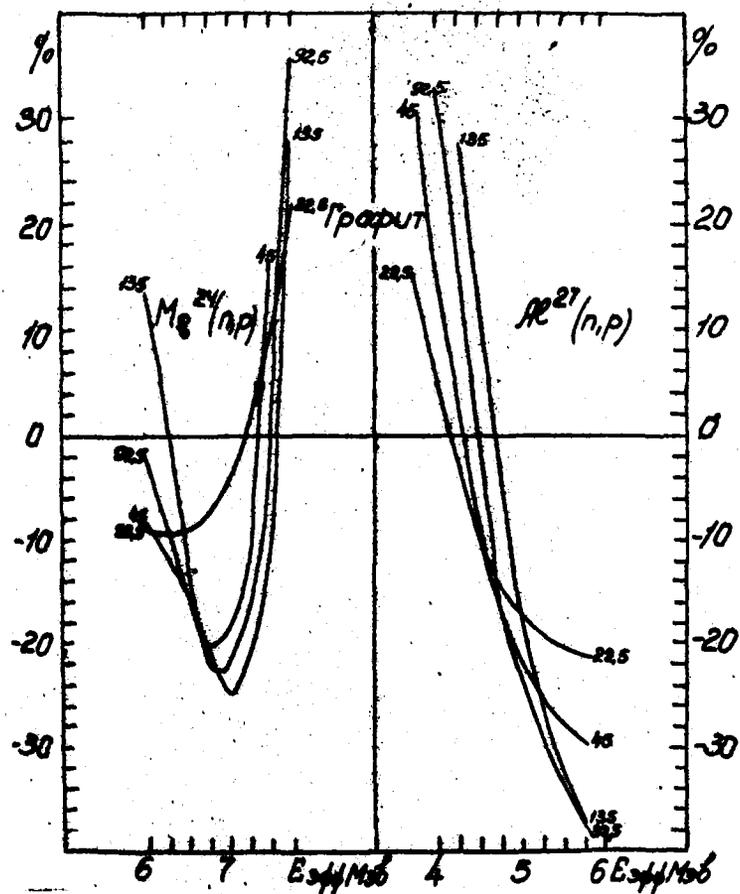


Рис.7. Зависимость относительной погрешности δI от энергии $E_{эфф}$ для $Mg^{24}(n,p)$ и $Al^{27}(n,p)$ (среда-графит, расстояние от источника даны в см).

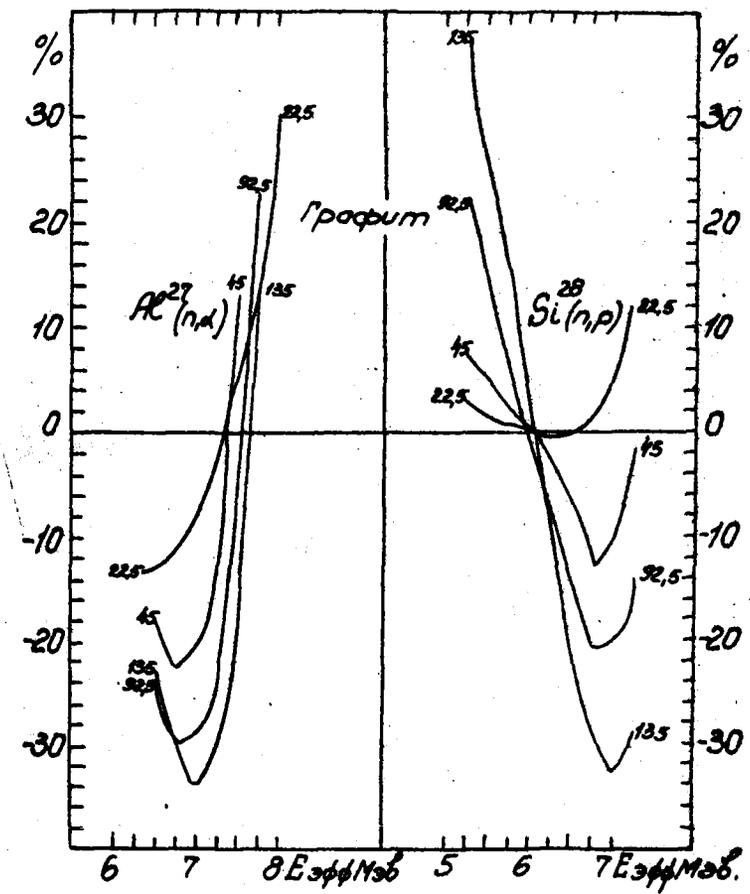


Рис.8. Зависимость относительной погрешности δI от энергии $E_{эфф}$ для $Al^{27}(n,d)$ и $Si^{28}(n,p)$ (среда-графит, расстояние от источника даны в см).

ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ АТОМНЫХ ЯДЕР

В.Н. Лубин

В работе представлены результаты расчета параметра α плотности уровней согласно полуэмпирической формуле, полученной на основании экспериментальных данных о плотности нейтронных резонансов и учитывающей группировку вырожденных одночастичных уровней в оболочки. Расчет проводился для ядер в широком интервале массовых чисел от M_0 до S_m для различного соотношения между числом протонов и нейтронов. Интервал изменения отношения числа протонов и нейтронов выбирался таким образом, чтобы охватить всю область от нейтронно-дефицитных ядер, получающихся в реакциях типа (p, n) , (d, n) и т.д., до нейтронно-избыточных ядер с нейтронной перегрузкой порядка 20 единиц (осколки деления).

Знание плотности уровней ядер необходимо для решения многих задач ядерной физики. Однако экспериментальные данные об этой важнейшей характеристике ядра являются явно недостаточными и едва покрывают область вблизи долины стабильных ядер. В то же время в ядерных реакциях при средних и высоких энергиях среди продуктов реакции встречаются как нейтронно-дефицитные, так и нейтронно-избыточные ядра. В продуктах деления нейтронная перегрузка достигает 20 единиц. В связи с этим представляет интерес рассчитать плотность уровней ядер в широком интервале массовых чисел и для различного соотношения между числом нейтронов и протонов в ядре.

В модели независимых частиц плотность уровней ядра с энергией возбуждения U и моментом количества движения J определяется выражением [1]:

$$\rho(U, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2} \alpha^2 U^2 \sigma^2} \exp\left\{2(\alpha U)^{1/2} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (1)$$

где

$$\alpha = \frac{\pi^2}{6} g(\mu) \quad (2)$$

$g(\mu)$ - плотность одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми μ ,

$$\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} \langle m^2 \rangle (\alpha U)^{1/2} \quad (3)$$

$\langle m^2 \rangle$ - средний квадрат проекции полного момента отдельных частиц; усреднение проводится по одночастичным состояниям вблизи поверхности Ферми.

Согласно оценке Менсена и Люттингера [2] $\langle m^2 \rangle = 0,146 A^{2/3}$. Показатель экспоненты в (1) слабо зависит от полного момента в большинстве случаев и, следовательно, плотность уровней определяется, в основном, одним параметром Q .

В работе [3] была получена полуэмпирическая формула для параметра Q , позволяющая вычислять эту величину с точностью $\sim 10\%$ для ядра с заданным значением N и Z .

$$Q = A^{2/3} (\bar{j}_z + \bar{j}_N + 1) \left\{ \alpha - \beta \sin \left[\frac{\pi}{20} \frac{A}{1 + \gamma \frac{A - A_0}{2}} \right] \cos \left[\frac{\pi}{20} \frac{(1 - \gamma \frac{A_0}{2})(N - Z)}{(1 + \gamma \frac{A - A_0}{2})^2} \right] \right\} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= 0,076 ; & \gamma &= 0 & A < A_0 ; & \beta &= 0,025 \\ \gamma &= 0,00667 & A > A_0 ; & & A_0 &= 80 & \end{aligned} \quad (4)$$

\bar{j}_z, \bar{j}_N - средние значения полного момента количества движения протонных и нейтронных состояний вблизи поверхности Ферми в интервале порядка ядерной температуры.

Средние значения мультиплетностей протонных ($2\bar{j}_z + 1$) и нейтронных ($2\bar{j}_N + 1$) состояний представлены в таблицах 1 и 2, где приведены также $2j_z + 1$ и $2j_N + 1$ последнего заполненного состояния (вторые колонки). При получении (4) использовалась реальная схема заполнения и учитывалась группировка вырожденных одночастичных уровней. Второе слагаемое в фигурных скобках (4) обусловлено отклонением распределения одночастичных уровней от равномерного, которое получится, если положить $\beta = 0$.

Из (4) видно, что параметр Q зависит не только от пол-

ного числа частиц в ядре A , но также от избытка числа нейтронов над протонами $N-Z$.

В таблице 3 представлены результаты расчетов параметров q для ядер в интервале от Ne до Cm с использованием (4) и (4'). Для ядер с $Z > 83$ и $N > 127$, для которых реальная схема заполнения отсутствует, \bar{j}_z и \bar{j}_n были взяты из схемы последовательного заполнения [4]. Интервал изменения отношения числа нейтронов и протонов выбирался таким образом, чтобы охватить всю область от нейтронно-дефицитных ядер, получающихся в реакциях типа (p, n) , (d, n) и т.д., до нейтронно-избыточных ядер с нейтронной перегрузкой порядка 20 единиц (осколки деления).

В первой колонке таблицы 3 указан порядковый номер элемента, во второй - массовое число, в третьей - избыток нейтронов над протонами $N-Z$, в четвертой - значения параметра q плотности уровней.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. C. Van Lier, G.E. Uhlenbeck, *Physica*, 4 (1937) 531.
2. J.D.H. Jensen, I.M. Luttinger, *Phys. Rev.* 86 (1952) 907.
3. Ю.Н. Шубин, А.В. Малышев, В.С. Ставинский. *Proc. Int. Congr. Nucl. Data*, CN/23-106 (1966), Paris.
4. T.D. Newton, *Can. J. Phys.* 34 (1956). 804.

Таблица I

z	$2j_z+1$	$2\bar{j}_z+1$	z	$2j_z+1$	$2\bar{j}_z+1$	z	$2j_z+1$	$2\bar{j}_z+1$
I	2	2	31	6	6	64	8	6,4
2	2	2,67	32	6	5,33	65-66	6	7,6
3	4	3,33	33	4	5,33	67	12	6,8
4-5	4	4	34	6	4,67	68	6	6,4
6	4	3,33	35	4	5,33	69	4	6,8
7	2	2,67	36	6	4,67	70	4	6
8	2	3,33	37	4	5,33	71	8	6,4
9	6	4,67	38	6	6,67	72	8	8
10-13	6	6	39	10	8,67	73	8	8,4
14	6	4,67	40-50	10	10	74	12	9,2
15	2	3,33	51	8	8,8	75	6	8,4
16	2	2,67	52	8	8,4	76	12	7,6
17	4	3,33	53-56	8	8	77	4	6
18-19	4	4	57	8	8,2	78	4	5,6
20	4	5,33	58	8	8,4	79	4	3,6
21	8	6,67	59	6	8,6	80	4	3,2
22-28	8	8	60	6	8,8	81	2	3
29	4	5	61-62	6	9	82	2	2,67
30	6	5,33	63	6	6,4	83	10	6,8

Таблица 2

N	$2j_{\nu}+1$	$2\bar{j}_{\nu}+1$	N	$2j_{\nu}+1$	$2\bar{j}_{\nu}+1$	N	$2j_{\nu}+1$	$2\bar{j}_{\nu}+1$
I	2	2	49	2	7	I00	8	7,6
2	2	2,67	50	6	8	I01	4	8
3	4	3,33	51-54	6	6	I02	4	7,2
4-5	4	4	55	6	6,67	I03	10	7,6
6	4	3,33	56-	6	7,6	I04	10	8,8
7	2	2,67	57	8	8,4	I05	10	10,8
8	2	3,33	58	8	9,2	I06	10	10,4
9	6	4,67	59-64	8	10	I07	14	9,6
I0-I3	6	6	65-74	12	10	I08	8	8,8
I4	6	4,67	75	12	8,8	I09	6	7,6
I5	2	3,33	76	12	7,6	I10	6	6
I6	2	2,67	77	4	8,8	I11	4	6,29
I7	4	3,33	78	12	8,4	I12	6	6,57
I8-I9	4	4	79	4	7,2	I13	14	7,15
20	4	5,33	80	12	8,8	I14	10	8
21	8	6,67	81	4	8	I15	10	9,43
22-28	8	8	82	12	5,33	I16	10	8,86
29	4	4	83	8	5,6	I17	2	8,86
30	4	4,67	84	8	6,8	I18	14	8
31	6	5,33	85-88	8	8	I19	2	8,57
32	6	5,33	89	14	11,2	I20	14	8
33	4	5,33	90	14	11,6	I21	4	8,29
34	6	4,67	91	10	11,6	I22	14	6,59
35	4	5,33	92	10	10,8	I23	6	6,59
36	6	5,33	93	10	9,6	I24	4	5,33
37	6	6	94	10	9,2	I25	2	5,6
38	6	7,33	95	8	8,8	I26	2	3,5
39	10	8,67	96	8	8,4	I27	10	7,14
40-47	10	10	97-98	8	9,2			
48	10	7,33	99	14	8,4			

ПАРАМЕТРЫ α ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ, РАССЧИТАННЫЕ СОГЛАСНО (4)

Z	A	N-Z	α	Z	A	N-Z	α	Z	A	N-Z	α
10	15	-5	1,93	12	20	-4	2,61	14	24	-4	3,90
	16	-4	1,90		21	-3	3,23		25	-3	4,18
	17	-3	1,89		22	-2	3,92		26	-2	4,46
	18	-2	2,20		23	-1	4,23		27	-1	4,70
	19	-1	2,74		24	0	4,53		28	0	4,30
	20	0	3,36		25	1	4,79		29	1	3,79
	21	1	3,64		26	2	4,46		30	2	3,54
	22	2	3,92		27	3	4,02		31	3	3,87
	23	3	4,18		28	4	3,81		32	4	4,16
	24	4	3,90		29	5	4,12		33	5	4,09
	25	5	3,53		30	6	4,38		34	6	4,61
	26	6	3,34		31	7	4,30		35	7	5,10
	27	7	3,62		32	8	4,76		36	8	5,56
	28	8	3,84		33	9	5,18		37	9	5,47
	29	9	3,77		34	10	5,58		38	10	5,44
	30	10	4,16		35	11	5,49		39	11	5,49
	31	11	4,51		36	12	5,45		40	12	5,63
	32	12	4,84		37	13	5,50		41	13	5,86
	33	13	4,75		38	14	5,65		42	14	6,16
34	14	4,71	39	15	5,89	43	15	4,47			
35	15	4,76	40	16	6,22	44	16	5,11			
11	18	-4	2,08	13	22	-4	3,44	15	26	-4	3,78
	19	-3	2,41		23	-3	4,18		27	-3	4,02
	20	-2	2,99		24	-2	4,49		28	-2	4,24
	21	-1	3,64		25	-1	4,79		29	-1	3,79
	22	0	3,94		26	0	5,06		30	0	3,25
	23	1	4,23		27	1	4,70		31	1	2,97
	24	2	4,49		28	2	4,24		32	2	3,31
	25	3	4,18		29	3	4,01		33	3	3,62
	26	4	3,78		30	4	4,33		34	4	3,55
	27	5	3,58		31	5	4,61		35	5	4,10
	28	6	3,87		32	6	4,54		36	6	4,62
	29	7	4,12		33	7	5,02		37	7	5,11
	30	8	4,04		34	8	5,47		38	8	5,02
	31	9	4,47		35	9	5,90		39	9	4,99
	32	10	4,85		36	10	5,30		40	10	5,04
	33	11	5,22		37	11	5,77		41	11	5,16
	34	12	5,12		38	12	5,82		42	12	5,36
	35	13	5,09		39	13	5,97		43	13	5,64
	36	14	5,14		40	14	6,22		44	14	3,86
37	15	5,28	41	15	6,55	45	15	4,48			
38	16	5,51	42	16	4,96	46	16	5,13			

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
I6	29	-3	4,01	I8	33	-3	3,62	20	38	-2	4,40
	30	-2	3,54		34	-2	3,34		39	-1	4,29
	31	-1	2,97		35	-1	3,67		40	0	4,74
	32	0	2,69		36	0	3,96		41	I	5,15
	33	I	3,03		37	I	3,88		42	2	5,54
	34	2	3,34		38	2	4,40		43	3	5,40
	35	3	3,28		39	3	4,88		44	4	5,33
	36	4	3,84		40	4	5,34		45	5	5,36
	37	5	4,36		41	5	5,23		46	6	5,49
	38	6	4,86		42	6	5,18		47	7	5,72
	39	7	4,77		43	7	5,22		48	8	6,04
	40	8	4,74		44	8	5,34		49	9	4,50
	41	9	4,78		45	9	5,56		50	10	5,16
	42	10	4,90		46	10	5,85		51	11	5,85
	43	11	5,09		47	11	4,14		52	12	6,19
	44	12	5,35		48	12	4,77		53	13	6,48
	45	13	3,54		49	13	5,45		54	14	6,28
	46	14	4,14		50	14	5,74		55	15	6,82
	47	15	4,78		51	15	6,00		56	16	6,86
	48	16	5,03		52	16	5,75		57	17	7,23
	49	17	5,25		53	17	6,31		58	18	7,92
I7	31	-3	3,87	I9	35	-3	3,28	21	40	-2	4,75
	32	-2	3,31		36	-2	3,60		41	-1	5,15
	33	-1	3,03		37	-1	3,88		42	0	5,51
	34	0	3,36		38	0	3,79		43	I	5,84
	35	I	3,67		39	I	4,29		44	2	5,68
	36	2	3,60		40	2	4,75		45	3	5,60
	37	3	4,14		41	3	5,18		46	4	5,62
	38	4	4,65		42	4	5,06		47	5	5,76
	39	5	5,14		43	5	5,01		48	6	6,01
	40	6	5,04		44	6	5,04		49	7	6,36
	41	7	5,00		45	7	5,16		50	8	4,94
	42	8	5,04		46	8	5,37		51	9	5,62
	43	9	5,16		47	9	5,67		52	10	6,35
	44	10	5,36		48	10	4,01		53	11	6,73
	45	11	5,64		49	11	4,63		54	12	7,05
	46	12	3,87		50	12	5,30		55	13	6,89
	47	13	4,48		51	13	5,59		56	14	7,44
	48	14	5,14		52	14	5,85		57	15	7,47
	49	15	5,42		53	15	5,61		58	16	7,82
	50	16	5,65		54	16	6,16		59	17	8,44
	51	17	5,39		55	17	6,19		60	18	8,95

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
22	42	-2	5,54	24	47	-1	5,63	26	52	0	5,82
	43	-1	5,84		48	0	5,52		53	1	6,09
	44	0	6,12		49	1	5,53		54	2	6,48
	45	1	5,93		50	2	5,67		55	3	5,22
	46	2	5,84		51	3	5,94		56	4	5,94
	47	3	5,85		52	4	6,32		57	5	6,70
	48	4	6,00		53	5	5,10		58	6	7,13
	49	5	6,27		54	6	5,80		59	7	7,49
	50	6	6,66		55	7	6,55		60	8	7,38
	51	7	5,34		56	8	6,97		61	9	7,91
	52	8	6,06		57	9	7,32		62	10	7,94
	53	9	6,82		58	10	7,21		63	11	8,23
	54	10	7,24		59	11	7,74		64	12	8,77
	55	11	7,59		60	12	7,77		65	13	9,17
	56	12	7,47		61	13	8,06		66	14	9,43
	57	13	8,01		62	14	8,59		67	15	8,95
	58	14	8,05		63	15	8,98		68	16	8,52
	59	15	8,36		64	16	9,25		69	17	8,18
	60	16	8,94		65	17	8,78		70	18	7,98
	61	17	9,39		66	18	8,36		71	19	7,96
	62	18	9,70		67	19	8,03		72	20	8,13
23	45	-1	5,93	25	49	-1	5,53	27	54	0	6,37
	46	0	5,73		50	0	5,54		55	1	6,76
	47	1	5,63		51	1	5,68		56	2	5,44
	48	2	5,64		52	2	5,95		57	3	6,17
	49	3	5,79		53	3	6,33		58	4	6,96
	50	4	6,06		54	4	5,11		59	5	7,39
	51	5	6,44		55	5	5,81		60	6	7,76
	52	6	5,18		56	6	5,57		61	7	7,63
	53	7	5,89		57	7	6,99		62	8	8,18
	54	8	6,64		58	8	7,35		63	9	8,21
	55	9	7,06		59	9	7,24		64	10	8,51
	56	10	7,41		60	10	7,76		65	11	9,08
	57	11	7,30		61	11	7,79		66	12	9,50
	58	12	7,83		62	12	8,08		67	13	9,79
	59	13	7,86		63	13	8,60		68	14	9,31
	60	14	8,16		64	14	8,99		69	15	8,87
	61	15	8,71		65	15	9,25		70	16	8,53
	62	16	9,12		66	16	8,78		71	17	8,33
	63	17	9,40		67	17	8,35		72	18	8,31
	64	18	8,95		68	18	8,01		73	19	8,48
	65	19	8,53		69	19	7,82		74	20	8,83

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
28	56	0	7,17	30	56	-4	6,25	31	74	12	9,83
	57	1	5,75		57	-3	6,50		75	13	9,67
	58	2	6,51		58	-2	6,85		76	14	9,66
	59	3	7,31		59	-1	5,09		77	15	9,83
	60	4	7,75		60	0	5,81		78	16	10,17
	61	5	8,13		61	1	6,59		79	17	8,88
	62	6	7,99		62	2	6,95		80	18	9,15
	63	7	8,56		63	3	7,26		81	19	10,16
	64	8	8,59		64	4	7,02		82	20	9,01
	65	9	8,91		65	5	7,62		83	21	9,35
	66	10	9,52		66	6	7,65	32	61	-3	5,74
	67	11	9,98		67	7	8,05		62	-2	6,52
	68	12	10,30		68	8	8,79		63	-1	7,35
	69	13	9,82		69	9	9,41		64	0	7,73
	70	14	9,38		70	10	9,90		65	1	8,04
	71	15	9,04		71	11	9,48		66	2	7,78
	72	16	8,84		72	12	9,11		67	3	8,42
	73	17	8,82		73	13	8,82		68	4	8,45
	74	18	8,99		74	14	8,66		69	5	8,91
	75	19	9,35		75	15	8,65		70	6	9,75
	76	20	8,41		76	16	8,80		71	7	10,47
29	59	1	5,28		77	17	9,12		72	8	11,06
	60	2	6,01		78	18	7,92		73	9	10,65
	61	3	6,35		79	19	8,18		74	10	10,27
	62	4	6,65		80	20	9,38		75	11	9,98
	63	5	6,43		81	21	8,27		76	12	9,82
	64	6	6,99	31	58	-4	7,31		77	13	9,82
	65	7	7,01		59	-3	7,68		78	14	9,99
	66	8	7,39		60	-2	5,82		79	15	10,32
	67	9	8,08		61	-1	6,59		80	16	8,92
	68	10	8,66		62	0	7,42		81	17	8,88
	69	11	9,10		63	1	7,81		82	18	9,88
	70	12	8,70		64	2	8,15		83	19	8,67
	71	13	8,33		65	3	7,91		84	20	8,99
	72	14	8,05		66	4	8,54		85	21	9,33
	73	15	7,89		67	5	8,57		86	22	9,69
	74	16	7,88		68	6	8,99	33	63	-3	6,81
	75	17	8,02		69	7	9,78		64	-2	7,66
	76	18	8,33		70	8	10,43		65	-1	8,04
	77	19	7,22		71	9	10,96		66	0	8,37
	78	20	7,46		72	10	10,53		67	1	8,08
	79	21	8,61		73	11	10,13				

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
33	68	2	8,75	34	87	19	8,87	36	81	9	10,24
	69	3	8,76		88	20	9,20		82	10	10,20
	70	4	9,26		89	21	10,14		83	11	10,24
	71	5	10,15		90	22	11,34		84	12	8,47
	72	6	10,90		91	23	12,46		85	13	8,39
	73	7	11,53	35	68	-2	8,75		86	14	9,34
	74	8	11,12		69	-1	8,44		87	15	8,10
	75	9	10,74		70	0	9,14		88	16	8,38
	76	10	10,45		71	1	9,18		89	17	8,69
	77	11	10,30		72	2	9,67		90	18	9,01
	78	12	10,30		73	3	10,60		91	19	9,92
	79	13	10,47		74	4	11,40		92	20	11,11
	80	14	10,80		75	5	12,07		93	21	12,20
	81	15	9,05		76	6	11,65		94	22	13,31
	82	16	9,00		77	7	11,27		95	23	14,42
	83	17	9,99		78	8	10,98		96	24	14,70
	84	18	8,77		79	9	10,82	37	73	-1	9,13
	85	19	9,08		80	10	10,82		74	0	9,62
	86	20	9,42		81	11	10,79		75	1	10,53
	87	21	9,77		82	12	10,83		76	2	11,32
	88	22	10,73		83	13	9,05		77	3	11,96
34	66	-2	7,77		84	14	8,98		78	4	11,53
	67	-1	8,08		85	15	9,96		79	5	11,13
	68	0	7,76		86	16	8,73		80	6	10,83
	69	1	8,44		87	17	9,03		81	7	10,64
	70	2	8,47		88	18	9,36		82	8	10,50
	71	3	8,97		89	19	9,70		83	9	10,45
	72	4	9,89		90	20	10,65		84	10	10,48
	73	5	10,70		91	21	11,86		85	11	8,75
	74	6	11,37		92	22	12,99		86	12	8,68
	75	7	10,97		93	23	14,13		87	13	9,62
	76	8	10,61	36	71	-1	8,61		88	14	8,43
	77	9	10,33		72	0	8,64		89	15	8,72
	78	10	10,18		73	1	9,14		90	16	9,04
	79	11	10,18		74	2	10,08		91	17	9,38
	80	12	10,34		75	3	10,90		92	18	10,29
	81	13	10,40		76	4	11,58		93	19	11,48
	82	14	8,62		77	5	11,19		94	20	12,58
	83	15	8,55		78	6	10,80		95	21	13,69
	84	16	9,52		79	7	10,51		96	22	14,80
	85	17	8,27		80	8	10,36		97	23	15,09
	86	18	8,56						98	24	15,32

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
38	76	0	II,4I	39	94	I6	I2,49	4I	88	6	II,99
	77	I	I2,I3		95	I7	I3,73		89	7	IO,49
	78	2	I2,70		96	I8	I4,89		90	8	IO,49
	79	3	I2,22		97	I9	I6,05		9I	9	II,4I
	80	4	II,78		98	20	I7,20		92	IO	IO,47
	8I	5	II,50		99	2I	I7,56		93	II	IO,87
	82	6	II,28		I00	22	I7,84		94	I2	II,3I
	83	7	II,I3		I0I	23	I8,04		95	I3	II,78
	84	8	II,07		I02	24	I8,I5		96	I4	I2,77
	85	9	II,09		I03	25	I8,I7		97	I5	I4,0I
	86	I0	9,42	40	8I	I	I3,72		98	I6	I5,I7
	87	II	9,36		82	2	I3,33		99	I7	I6,34
	88	I2	IO,30		83	3	I2,98		I00	I8	I7,49
	89	I3	9,I7		84	4	I2,70		I0I	I9	I7,88
	90	I4	9,49		85	5	I2,5I		I02	20	I8,20
	9I	I5	9,85		86	6	I2,42		I03	2I	I8,42
	92	I6	IO,22		87	7	I2,44		I04	22	I8,54
	93	I7	II,I7		88	8	IO,89		I05	23	I8,58
	94	I8	I2,37		89	9	IO,88		I06	24	I8,52
	95	I9	I3,49		90	I0	II,82		I07	25	I8,37
	96	20	I4,62		9I	II	IO,85		I08	26	I8,I4
	97	2I	I5,74		92	I2	II,25	42	86	2	II,85
	98	22	I6,06		93	I3	II,69		87	3	II,65
	99	23	I6,3I		94	I4	I2,I6		88	4	II,55
	I00	24	I6,48		95	I5	I3,I7		89	5	II,56
	I0I	25	I6,58		96	I6	I4,43		90	6	IO,I2
39	78	0	I3,28		97	I7	I5,6I		9I	7	IO,I2
	79	I	I3,75		98	I8	I6,79		92	8	II,0I
	80	2	I3,20		99	I9	I7,95		93	9	IO,I2
	8I	3	I2,84		I00	20	I8,34		94	IO	IO,52
	82	4	I2,52		I0I	2I	I8,65		95	II	IO,96
	83	5	I2,26		I02	22	I8,86		96	I2	II,42
	84	6	I2,09		I03	23	I8,98		97	I3	I2,4I
	85	7	I2,0I		I04	24	I9,0I		98	I4	I3,62
	86	8	I2,03		I05	25	I8,94		99	I5	I4,77
	87	9	IO,42		I06	26	I8,79		I00	I6	I5,93
	88	I0	IO,39	4I	83	I	I2,90		I0I	I7	I7,06
	89	II	II,34		84	2	I2,55		I02	I8	I7,47
	90	I2	IO,29		85	3	I2,27		I03	I9	I7,78
	9I	I3	IO,66		86	4	I2,07		I04	20	I8,0I
	92	I4	II,07		87	5	II,98		I05	2I	I8,I5
	93	I5	II,50						I06	22	I8,I9

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
42	I07	23	I8,I4	44	I01	I3	I4,I5	46	96	4	I0,09
	I08	24	I8,00		I02	I4	I5,29		97	5	9,30
	I09	25	I7,77		I03	I5	I6,42		98	6	9,70
	I10	26	I7,49		I04	I6	I6,83		99	7	I0,I4
	I11	27	I7,I4		I05	I7	I7,I7		I00	8	I0,6I
43	88	2	II,28		I06	I8	I7,4I		I01	9	II,57
	89	3	II,I8		I07	I9	I7,57		I02	10	I2,76
	90	4	II,I8		I08	20	I7,63		I03	11	I3,88
	91	5	9,79		I09	21	I7,59		I04	12	I5,02
	92	6	9,79		I10	22	I7,47		I05	13	I6,I5
	93	7	I0,66		I11	23	I7,27		I06	14	I6,58
	94	8	9,8I		I12	24	I7,00		I07	15	I6,94
	95	9	I0,2I		I13	25	I6,67		I08	16	I7,20
	96	10	I0,65		I14	26	I6,29		I09	17	I7,38
	97	11	II,I2		I15	27	I5,88		I10	18	I7,45
	98	12	I2,09		I16	28	I5,46		I11	19	I7,44
	99	13	I3,29	45	93	3	9,34		I12	20	I7,34
	I00	14	I4,43		94	4	9,35		I13	21	I7,I6
	I01	15	I5,57		95	5	I0,I9		I14	22	I6,9I
	I02	16	I6,70		96	6	9,39		I15	23	I6,60
	I03	17	I7,II		97	7	9,78		I16	24	I6,24
	I04	18	I7,44		98	8	I0,23		I17	25	I5,84
	I05	19	I7,67		99	9	I0,70		I18	26	I5,43
	I06	20	I7,82		I00	10	II,66		I19	27	I5,0I
	I07	21	I7,87		I01	11	I2,84		I20	28	I4,60
	I08	22	I7,82		I02	12	I3,97		I21	29	I3,36
	I09	23	I7,69		I03	13	I5,II	47	98	4	9,30
	I10	24	I7,48		I04	14	I6,23		99	5	9,70
	I11	25	I7,20		I05	15	I6,65		I00	6	I0,I4
	I12	26	I6,86		I06	16	I7,00		I01	7	I0,62
	I13	27	I6,48		I07	17	I7,25		I02	8	II,58
44	91	3	I0,88		I08	18	I7,42		I03	9	I2,77
	92	4	9,52		I09	19	I7,49		I04	10	I3,90
	93	5	9,53		I10	20	I7,46		I05	11	I5,05
	94	6	I0,39		I11	21	I7,35		I06	12	I6,I8
	95	7	9,56		I12	22	I7,I6		I07	13	I6,62
	96	8	9,96		I13	23	I6,90		I08	14	I6,99
	97	9	I0,40		I14	24	I6,58		I09	15	I7,26
	98	10	I0,87		I15	25	I6,2I		I10	16	I7,45
	99	11	II,83		I16	26	I5,8I		I11	17	I7,54
	I00	12	I3,02		I17	27	I5,39		I12	18	I7,53
					I18	28	I4,96		I13	19	I7,44

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	
47	II4	20	I7,27	49	I09	II	I7,05	50	I27	27	I4,00	
	II5	21	I7,03		II0	I2	I7,43		I28	28	I3,47	
	II6	22	I6,73		III	I3	I7,72		I29	29	I2,44	
	II7	23	I6,38		II2	I4	I7,92		I30	30	I3,49	
	II8	24	I5,99		II3	I5	I8,03		I31	31	I2,87	
	II9	25	I5,58		II4	I6	I8,05	51	I09	7	I5,19	
	I20	26	I5,17		II5	I7	I7,98		II0	8	I6,37	
	I21	27	I4,77		II6	I8	I7,82		III	9	I6,81	
	I22	28	I3,52		II7	I9	I7,60		II2	10	I7,18	
	I23	29	I2,35		II8	20	I7,32		II3	11	I7,47	
					II9	21	I6,98		II4	12	I7,67	
48	I01	5	I0,24		I20	22	I6,61		II5	13	I7,79	
	I02	6	I0,72		I21	23	I6,22		II6	14	I7,82	
	I03	7	II,68		I22	24	I5,82		II7	15	I7,77	
	I04	8	I2,88		I23	25	I5,43		II8	16	I7,64	
	I05	9	I4,03		I24	26	I4,15		II9	17	I7,44	
	I06	10	I5,18		I25	27	I2,94		I20	18	I7,19	
	I07	11	I6,33		I26	28	I3,55		I21	19	I6,89	
	I08	12	I6,78		I27	29	I3,03		I22	20	I6,55	
	I09	13	I7,15		I28	30	I2,02		I23	21	I6,19	
	II0	14	I7,44		I29	31	I3,03		I24	22	I5,83	
	III	15	I7,63		50	I06	6	I3,40		I25	23	I5,46
	II2	16	I7,73		I07	7	I4,58		I26	24	I4,15	
	II3	17	I7,74		I08	8	I5,77		I27	25	I2,91	
	II4	18	I7,66		I09	9	I6,96		I28	26	I3,59	
	II5	19	I7,50		I10	10	I7,42		I29	27	I3,08	
	II6	20	I7,26		I11	11	I7,80		I30	28	I2,02	
	II7	21	I6,97		II2	12	I8,11		I31	29	I3,11	
	II8	22	I6,63		II3	13	I8,32		I32	30	I2,48	
	II9	23	I6,25		II4	14	I8,43		I33	31	I3,49	
	I20	24	I5,85		II5	15	I8,46		I34	32	I0,79	
	I21	25	I5,44		II6	16	I8,40	52	III	7	I6,51	
	I22	26	I5,05		II7	17	I8,25		II2	8	I6,95	
	I23	27	I3,79		II8	18	I8,04		II3	9	I7,31	
	I24	28	I2,60		II9	19	I7,76		II4	10	I7,60	
	I25	29	I3,18		I20	20	I7,43		II5	11	I7,81	
	I26	30	I2,67		I21	21	I7,07		II6	12	I7,93	
49	I04	6	II,88		I22	22	I6,68		II7	13	I7,97	
	I05	7	I3,10		I23	23	I6,29		II8	14	I7,92	
	I06	8	I4,25		I24	24	I5,90		II9	15	I7,80	
	I07	9	I5,43		I25	25	I4,60		I20	16	I7,62	
	I08	10	I6,59		I26	26	I3,37					

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
52	I2I	I7	I7,37	54	II7	9	I8,56	55	I35	25	I4,72
	I22	I8	I7,08		II8	IO	I8,69		I36	26	I3,97
	I23	I9	I6,76		II9	II	I8,74		I37	27	I5,15
	I24	20	I6,4I		I20	I2	I8,70		I38	28	II,95
	I25	2I	I6,05		I2I	I3	I8,60		I39	29	I3,12
	I26	22	I5,70		I22	I4	I8,42		I40	30	I4,37
	I27	23	I4,36		I23	I5	I8,I9		I4I	3I	I4,62
	I28	24	I3,09		I24	I6	I7,9I		I42	32	I4,92
	I29	25	I3,82		I25	I7	I7,60		I43	33	I5,26
	I30	26	I3,29		I26	I8	I7,27		I44	34	I8,78
	I3I	27	I2,20		I27	I9	I6,92	56	I22	IO	I9,93
	I32	28	I3,34		I28	20	I6,58		I23	II	I9,83
	I33	29	I2,68		I29	2I	I5,I6		I24	I2	I9,66
	I34	30	I3,74		I30	22	I3,82		I25	I3	I9,44
	I35	3I	IO,92		I3I	23	I4,63		I26	I4	I9,I6
	I36	32	II,99		I32	24	I4,08		I27	I5	I8,85
53	II4	8	I7,48		I33	25	I2,90		I28	I6	I8,52
	II5	9	I7,77		I34	26	I4,I5		I29	I7	I8,I7
	II6	IO	I7,97		I35	27	I3,43		I30	I8	I7,83
	II7	II	I8,IO		I36	28	I4,57		I3I	I9	I6,33
	II8	I2	I8,I4		I37	29	II,49		I32	20	I4,89
	II9	I3	I8,IO		I38	30	I2,63		I33	2I	I5,78
	I20	I4	I7,99		I39	3I	I3,85		I34	22	I5,20
	I2I	I5	I7,8I		I40	32	I4,IO		I35	23	I3,93
	I22	I6	I7,58		I4I	33	I4,40		I36	24	I5,28
	I23	I7	I7,30		I42	34	I4,75		I37	25	I4,50
	I24	I8	I6,98	55	II9	9	I9,30		I38	26	I5,7I
	I25	I9	I6,65		I20	IO	I9,35		I39	27	I2,38
	I26	20	I6,30		I2I	II	I9,32		I40	28	I3,59
	I27	2I	I5,95		I22	I2	I9,22		I4I	29	I4,88
	I28	22	I4,58		I23	I3	I9,04		I42	30	I5,I2
	I29	23	I3,28		I24	I4	I8,82		I43	3I	I5,4I
	I30	24	I4,05		I25	I5	I8,54		I44	32	I5,75
	I3I	25	I3,5I		I26	I6	I8,23		I45	33	I9,36
	I32	26	I2,38		I27	I7	I7,90		I46	34	20,28
	I33	27	I3,58		I28	I8	I7,55		I47	35	20,83
	I34	28	I2,90		I29	I9	I7,2I	57	I25	II	20,49
	I35	29	I3,99		I30	20	I5,75		I26	I2	20,26
	I36	30	II,04		I3I	2I	I4,36		I27	I3	I9,98
	I37	3I	I2,I5		I32	22	I5,2I		I28	I4	I9,67
	I38	32	I3,33		I33	23	I4,64		I29	I5	I9,33
	I39	33	I3,58		I34	24	I3,42				

Z	A	N-Z	a	Z	A	N-Z	a	Z	A	N-Z	a
57	I30	16	18,98	58	I49	33	22,31	60	I43	23	14,63
	I31	17	18,63		I50	34	21,97		I44	24	15,94
	I32	18	17,08		I51	35	21,14		I45	25	17,32
	I33	19	15,60		I52	36	21,22		I46	26	17,54
	I34	20	16,53		I53	37	21,27		I47	27	17,82
	I35	21	15,92						I48	28	18,15
	I36	22	14,61	59	I30	12	21,22		I49	29	22,05
	I37	23	16,00		I31	13	20,87		I50	30	23,00
	I38	24	15,19		I32	14	20,50		I51	31	23,55
	I39	25	16,44		I33	15	20,14		I52	32	23,18
	I40	26	12,99		I34	16	18,51		I53	33	22,30
	I41	27	14,23		I35	17	16,94		I54	34	22,36
	I42	28	15,54		I36	18	17,92		I55	35	22,40
	I43	29	15,78		I37	19	17,27		I56	36	22,41
	I44	30	16,07		I38	20	15,88		I57	37	23,99
	I45	31	16,41		I39	21	17,35		I58	38	24,51
	I46	32	20,11		I40	22	16,48				
	I47	33	21,04		I41	23	17,78	61	I36	14	19,73
	I48	34	21,59		I42	24	14,12		I37	15	18,09
	I49	35	21,28		I43	25	15,41		I38	16	19,11
	I50	36	20,48		I44	26	16,78		I39	17	18,43
					I45	27	17,01		I40	18	16,96
					I46	28	17,29		I41	19	18,48
58	I28	12	20,78		I47	29	17,62		I42	20	17,56
	I29	13	20,46		I48	30	21,47		I43	21	18,90
	I30	14	20,12		I49	31	22,41		I44	22	15,08
	I31	15	19,76		I50	32	22,96		I45	23	16,41
	I32	16	19,40		I51	33	22,61		I46	24	17,81
	I33	17	17,82		I52	34	21,75		I47	25	18,02
	I34	18	16,29		I53	35	21,82		I48	26	18,29
	I35	19	17,24		I54	36	21,87		I49	27	18,62
	I36	20	16,62		I55	37	21,88		I50	28	22,56
	I37	21	15,26						I51	29	23,51
	I38	22	16,70						I52	30	24,05
	I39	23	15,85	60	I33	13	21,19		I53	31	23,67
	I40	24	17,13		I34	14	20,82		I54	32	22,78
	I41	25	13,57		I35	15	19,15		I55	33	22,83
	I42	26	14,84		I36	16	17,55		I56	34	22,87
	I43	27	16,18		I37	17	18,54		I57	35	22,88
	I44	28	16,41		I38	18	17,88		I58	36	24,46
	I45	29	16,70		I39	19	16,45		I59	37	24,98
	I46	30	17,04		I40	20	17,95		I60	38	24,36
	I47	31	20,82		I41	21	17,05		I61	39	23,66
	I48	32	21,75		I42	22	18,37				

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Z	A	N-Z	Q	
62	I39	15	19,38	63	I57	31	19,74	65	I52	22	17,05
	I40	16	18,69		I58	32	19,69		I53	23	17,31
	I41	17	17,20		I59	33	19,60		I54	24	21,24
	I42	18	18,74		I60	34	21,11		I55	25	22,12
	I43	19	17,80		I61	35	21,55		I56	26	22,59
	I44	20	19,15		I62	36	20,84		I57	27	22,14
	I45	21	15,27		I63	37	20,07		I58	28	21,17
	I46	22	16,60		I64	38	20,97		I59	29	21,15
	I47	23	18,01		I65	39	20,09		I60	30	21,12
	I48	24	18,22		I66	40	20,95		I61	31	21,07
	I49	25	18,48						I62	32	22,60
	I50	26	18,80	64	I44	16	16,22		I63	33	23,06
	I51	27	22,76		I45	17	15,27		I64	34	22,38
	I52	28	23,71		I46	18	16,63		I65	35	21,64
	I53	29	24,24		I47	19	12,69		I66	36	22,57
	I54	30	23,84		I48	20	14,02		I67	37	21,72
	I55	31	22,93		I49	21	15,40		I68	38	22,58
	I56	32	22,97		I50	22	15,56		I69	39	24,63
	I57	33	23,00		I51	23	15,77		I70	40	27,87
	I58	34	23,00		I52	24	16,02		I71	41	27,45
	I59	35	24,59		I53	25	19,95		I72	42	26,36
	I60	36	25,10		I54	26	20,81				
	I61	37	24,47		I55	27	21,26	66	I50	18	15,19
	I62	38	23,76		I56	28	20,77		I51	19	16,57
	I63	39	24,73		I57	29	19,77		I52	20	16,73
	I64	40	23,91		I58	30	19,73		I53	21	16,94
					I59	31	19,66		I54	22	17,20
63	I41	15	16,05		I60	32	19,58		I55	23	21,10
	I42	16	14,58		I61	33	21,08		I56	24	21,97
	I43	17	16,15		I62	34	21,51		I57	25	22,43
	I44	18	15,21		I63	35	20,80		I58	26	21,97
	I45	19	16,57		I64	36	20,03		I59	27	21,01
	I46	20	12,65		I65	37	20,93		I60	28	20,99
	I47	21	13,97		I66	38	20,05		I61	29	20,96
	I48	22	15,36		I67	39	20,90		I62	30	20,91
	I49	23	15,53		I68	40	22,94		I63	31	22,43
	I50	24	15,75		I69	41	26,18		I64	32	22,88
	I51	25	16,01						I65	33	22,21
	I52	26	19,93	65	I47	17	17,90		I66	34	21,48
	I53	27	20,80		I48	18	13,95		I67	35	22,40
	I54	28	21,26		I49	19	15,27		I68	36	21,55
	I55	29	20,78		I50	20	16,66		I69	37	22,42
	I56	30	19,78		I51	21	16,83		I70	38	24,44

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
66	I71	39	17,67	68	I66	30	20,76	70	I61	21	19,38
	I72	40	26,25		I67	31	20,08		I62	22	18,92
	I73	41	26,17		I68	32	19,34		I63	23	17,98
	I74	42	25,02		I69	33	20,22		I64	24	17,93
	I75	43	23,22		I70	34	19,37		I65	25	17,87
					I71	35	20,20		I66	26	17,78
67	I53	19	15,72		I72	36	22,17		I67	27	19,19
	I54	20	15,91		I73	37	25,31		I68	28	19,60
	I55	21	16,15		I74	38	24,90		I69	29	18,94
	I56	22	19,99		I75	39	23,83		I70	30	18,22
	I57	23	20,84		I76	40	22,71		I71	31	19,07
	I58	24	21,27		I77	41	20,94		I72	32	18,25
	I59	25	20,80		I78	42	18,54		I73	33	19,06
	I60	26	19,82		I79	43	18,92		I74	34	20,97
	I61	27	19,78		I80	44	19,25		I75	35	24,03
	I62	28	19,73		I81	45	20,00		I76	36	23,63
	I63	29	19,65						I77	37	22,60
	I64	30	21,14	69	I58	20	19,40		I78	38	21,51
	I65	31	21,57		I59	21	20,22		I79	39	19,79
	I66	32	20,89		I60	22	20,65		I80	40	17,45
	I67	33	20,14		I61	23	20,19		I81	41	17,83
	I68	34	21,04		I62	24	19,25		I82	42	18,16
	I69	35	20,19		I63	25	19,21		I83	43	18,89
	I70	36	21,03		I64	26	19,17		I84	44	19,96
	I71	37	23,03		I65	27	19,10		I85	45	21,79
	I72	38	26,21		I66	28	20,55		I86	46	20,77
	I73	39	25,79		I67	29	20,98				
	I74	40	24,71		I68	30	20,32	71	I64	22	18,07
	I75	41	23,58		I69	31	19,61		I65	23	18,04
	I76	42	21,79		I70	32	20,48		I66	24	18,00
	I77	43	19,35		I71	33	19,67		I67	25	17,93
	I78	44	19,74		I72	34	20,49		I68	26	19,33
					I73	35	22,44		I69	27	19,75
68	I56	20	15,51		I74	36	25,55		I70	28	19,12
	I57	21	19,28		I75	37	25,15		I71	29	18,43
	I58	22	20,11		I76	38	24,11		I72	30	19,28
	I59	23	20,53		I77	39	23,00		I73	31	18,49
	I60	24	20,05		I78	40	21,26		I74	32	19,29
	I61	25	19,08		I79	41	18,89		I75	33	21,19
	I62	26	19,03		I80	42	19,27		I76	34	24,21
	I63	27	18,97		I81	43	19,59		I77	35	23,82
	I64	28	18,89		I82	44	20,32		I78	36	22,82
	I65	29	20,34		I83	45	21,40		I79	37	21,75

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
76	I89	37	19,37	78	I85	29	19,48	79	204	46	9,94
	I90	38	20,34		I86	30	18,56		205	47	7,54
	I91	39	22,01		I87	31	17,07		206	48	11,20
	I92	40	21,05		I88	32	15,02		207	49	12,30
	I93	41	20,80		I89	33	15,39		208	50	13,71
	I94	42	19,45		I90	34	15,70		209	51	13,50
	I95	43	19,87		I91	35	16,37		210	52	13,31
	I96	44	18,88		I92	36	17,35		211	53	13,14
	I97	45	18,91		I93	37	19,01		212	54	12,99
	I98	46	16,60		I94	38	18,11		213	55	12,87
	I99	47	16,31		I95	39	17,90				
	200	48	14,60		I96	40	16,61	80	I91	31	12,09
	201	49	14,64		I97	41	17,07		I92	32	12,42
	202	50	12,09		I98	42	16,13		I93	33	13,11
	203	51	15,77		I99	43	16,21		I94	34	14,10
	204	52	16,83		200	44	13,98		I95	35	15,77
					201	45	13,74		I96	36	14,91
77	I82	28	21,43		202	46	12,10		I97	37	14,75
	I83	29	21,12		203	47	12,18		I98	38	13,53
	I84	30	20,24		204	48	9,72		I99	39	14,02
	I85	31	19,30		205	49	13,36		200	40	13,14
	I86	32	17,79		206	50	14,43		201	41	13,27
	I87	33	15,71		207	51	15,82		202	42	11,12
	I88	34	16,08		208	52	15,58		203	43	10,30
	I89	35	16,39		209	53	15,36		204	44	9,36
	I90	36	17,06		210	54	15,16		205	45	9,48
	I91	37	18,04						206	46	7,09
	I92	38	19,71	79	I88	30	14,35		207	47	10,75
	I93	39	18,79		I89	31	12,32		208	48	11,86
	I94	40	18,57		I90	32	12,69		209	49	13,28
	I95	41	17,26		I91	33	13,01		210	50	13,08
	I96	42	17,71		I92	34	13,69		211	51	12,89
	I97	43	16,75		I93	35	14,68		212	52	12,73
	I98	44	16,82		I94	36	16,36		213	53	12,58
	I99	45	14,57		I95	37	15,49		214	54	12,47
	200	46	14,31		I96	38	15,31		215	55	12,74
	201	47	12,65		I97	39	14,07		216	56	13,05
	202	48	12,72		I98	40	14,56				
	203	49	10,23		I99	41	13,67	81	I94	32	12,81
	204	50	13,90		200	42	13,78		I95	33	13,80
	205	51	14,98		201	43	11,61		I96	34	15,48
	206	52	16,37		202	44	11,41		I97	35	14,63
	207	53	16,12		203	45	9,82		I98	36	14,47

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
81	199	37	13,26	82	216	52	12,05	84	209	41	15,36
	200	38	13,76		217	53	12,33		210	42	12,85
	201	39	12,89		218	54	12,64		211	43	16,50
	202	40	13,03		219	55	12,97		212	44	17,56
	203	41	10,88		220	56	13,33		213	45	18,94
	204	42	10,70		221	57	13,72		214	46	18,67
	205	43	9,13		222	58	13,76		215	47	18,42
	206	44	9,26						216	48	18,20
	207	45	6,88	83	200	34	19,19		217	49	18,01
	208	46	10,55		201	35	17,93		218	50	17,85
	209	47	11,66		202	36	18,38		219	51	18,11
	210	48	13,09		203	37	17,45		220	52	18,40
	211	49	12,89		204	38	17,53		221	53	18,73
	212	50	12,71		205	39	15,31		222	54	19,09
	213	51	12,55		206	40	15,06		223	55	19,49
	214	52	12,41		207	41	13,42		224	56	19,55
	215	53	12,30		208	42	13,48		225	57	19,65
	216	54	12,58		209	43	11,01		226	58	19,79
	217	55	12,88		210	44	14,66		227	59	19,97
	218	56	13,21		211	45	15,72		228	60	20,19
	219	57	13,56		212	46	17,11				
					213	47	16,86	85	205	35	21,59
					214	48	16,63		206	36	21,63
82	197	33	15,07		215	49	16,43		207	37	19,33
	198	34	14,23		216	50	16,26		208	38	19,03
	199	35	14,08		217	51	16,11		209	39	17,31
	200	36	12,88		218	52	16,37		210	40	17,33
	201	37	13,38		219	53	16,67		211	41	14,75
	202	38	12,52		220	54	16,99		212	42	18,44
	203	39	12,67		221	55	17,35		213	43	19,49
	204	40	10,53		222	56	17,74		214	44	20,87
	205	41	10,36		223	57	17,79		215	45	20,58
	206	42	8,80		224	58	17,89		216	46	20,31
	207	43	8,94		225	59	18,02		217	47	20,07
	208	44	6,55						218	48	19,87
	209	45	10,24						219	49	19,70
	210	46	11,37	84	203	35	20,43		220	50	19,95
	211	47	12,81		204	36	19,48		221	51	20,24
	212	48	12,62		205	37	19,53		222	52	20,57
	213	49	12,45		206	38	17,28		223	53	20,93
	214	50	12,29		207	39	17,00		224	54	21,34
	215	51	12,16		208	40	15,32				

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
85	225	55	21,41	87	215	41	20,16	88	232	56	23,44
	226	56	21,52		216	42	21,60		233	57	23,71
	227	57	21,67		217	43	21,31		234	58	24,03
	228	58	21,87		218	44	21,05		235	59	24,38
	229	59	22,11		219	45	20,82		236	60	24,77
	230	60	22,38		220	46	20,62				
	231	61	22,70		221	47	20,45	89	215	37	15,86
					222	48	20,72		216	38	19,85
86	208	36	19,59		223	49	21,03		217	39	21,02
	209	37	19,29		224	50	21,37		218	40	22,54
	210	38	17,55		225	51	21,75		219	41	22,26
	211	39	17,58		226	52	22,18		220	42	22,00
	212	40	14,98		227	53	22,24		221	43	21,77
	213	41	18,72		228	54	22,35		222	44	21,56
	214	42	19,79		229	55	22,51		223	45	21,40
	215	43	21,21		230	56	22,71		224	46	21,69
	216	44	20,92		231	57	22,94		225	47	22,01
	217	45	20,65		232	58	23,22		226	48	22,37
	218	46	20,42		233	59	23,54		227	49	22,77
	219	47	20,22		234	60	23,89		228	50	23,21
	220	48	20,05		235	61	24,28		229	51	23,28
	221	49	20,31						230	52	23,39
	222	50	20,61	88	213	37	18,22		231	53	23,54
	223	51	20,94		214	38	15,53		232	54	23,74
	224	52	21,32		215	39	19,43		233	55	23,97
	225	53	21,73		216	40	20,56		234	56	24,25
	226	54	21,80		217	41	22,05		235	57	24,56
	227	55	21,91		218	42	21,76		236	58	24,92
	228	56	22,06		219	43	21,50		237	59	25,30
	229	57	22,26		220	44	21,27				
	230	58	22,50		221	45	21,07	90	218	38	21,50
	231	59	22,78		222	46	20,90		219	39	23,07
	232	60	23,09		223	47	21,18		220	40	22,79
	233	61	23,44		224	48	21,50		221	41	22,53
	234	62	23,83		225	49	21,85		222	42	22,30
					226	50	22,24		223	43	22,10
87	210	36	19,60		227	51	22,67		224	44	21,93
	211	37	17,84		228	52	22,74		225	45	22,23
	212	38	17,88		229	53	22,85		226	46	22,56
	213	39	15,24		230	54	23,00		227	47	22,93
	214	40	19,05		231	55	23,20		228	48	23,34

Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q	Z	A	N-Z	Q
90	229	49	23,79	92	234	50	25,04	95	230	40	24,45
	230	50	23,86		235	51	25,22		231	41	24,83
	231	51	23,96		236	52	25,45		232	42	25,25
	232	52	24,11		237	53	25,71		233	43	25,70
	233	53	24,31		238	54	26,02		234	44	26,20
	234	54	24,54		239	55	26,36		235	45	26,24
	235	55	24,82		240	56	26,74		236	46	26,33
	236	56	25,13						237	47	26,46
	237	57	25,48	93	225	39	23,58		238	48	26,62
	238	58	25,87		226	40	23,38		239	49	26,83
					227	41	23,21		240	50	27,08
91	220	38	23,48		228	42	23,55		241	51	27,37
	221	39	23,20		229	43	23,91		242	52	27,69
	222	40	22,94		230	44	24,31		243	53	28,05
	223	41	22,71		231	45	24,75				
	224	42	22,51		232	46	25,22	96	233	41	25,87
	225	43	22,34		233	47	25,28		234	42	26,34
	226	44	22,65		234	48	25,37		235	43	26,84
	227	45	23,00		235	49	25,51		236	44	26,88
	228	46	23,38		236	50	25,69		237	45	26,96
	229	47	23,80		237	51	25,91		238	46	27,08
	230	48	24,26		238	52	26,17		239	47	27,24
	231	49	24,32		239	53	26,47		240	48	27,45
	232	50	24,42		240	54	26,81		241	49	27,69
	233	51	24,57		241	55	27,18		242	50	27,97
	234	52	24,76						243	51	28,29
	235	53	24,99	94	228	40	23,66		244	52	28,64
	236	54	25,26		229	41	24,00				
	237	55	25,57		230	42	24,37				
					231	43	24,78				
92	223	39	23,37		232	44	25,23				
	224	40	23,14		233	45	25,71				
	225	41	22,94		234	46	25,76				
	226	42	22,77		235	47	25,85				
	227	43	23,10		236	48	25,99				
	228	44	23,45		237	49	26,16				
	229	45	23,84		238	50	26,38				
	230	46	24,27		239	51	26,63				
	231	47	24,74		240	52	26,93				
	232	48	24,79		241	53	27,26				
	233	49	24,89		242	54	27,62				

АЛГОЛ-ПРОГРАММЫ ДЛЯ РАСЧЕТА
НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ПО ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ
ЯДРА И АВТОМАТИЧЕСКОГО ПОИСКА ПАРАМЕТРОВ
ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

В.И. Попов, И.Б. Камуба, В.И. Трыкова

Оптическая модель ядра с успехом описывает важнейшие черты взаимодействия нейтронов с атомными ядрами в Мэв-ной области энергии [1] и широко применяется для теоретического анализа экспериментальных данных по нейтронным сечениям, а также может быть использована, как удобный инструмент для расчета, и интерполяции и экстраполяции сечений в неисследованные области. Однако для точных количественных расчетов сечений по оптической модели необходимо знание параметров оптического потенциала, которые, как установлено, зависят от энергии нейтронов, атомного веса элементов и других факторов, связанных с индивидуальными свойствами ядер, такими как степень деформации, магичность и др. [2,3]. Попытки теоретически обосновать или предсказать эти зависимости еще не увенчались полным успехом [4]. Поэтому в настоящее время существенным моментом как для развития теории, так и для возможности практического применения оптической модели к расчету сечений является уточнение эмпирических закономерностей для параметров потенциала. Работы в этом направлении непрерывно ведутся [2,5], но еще далеки от завершения. Алгол-программы, приведенные ниже, составлены для этих целей. Первая из них предназначена для расчета полных нейтронных сечений, сечений реакции и дифференциальных сечений упругого рассеяния. Вторая программа служит для автоматического поиска оптимальных параметров потенциала с целью наилучшего согласования экспериментальных и расчетных угловых распределений упруго рассеянных нейтронов.

При составлении программ использовался потенциал типа Бьоркленда-Феррибаха [2], достаточно полно учитывающий свойства ядер: диффузность границ и поверхностное поглощение, а также содержащий спин-орбитальное взаимодействие:

$$V(r) = V_c f(r) + i W_c g(r) + V_s \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} (\vec{\sigma} \vec{L})$$

где

$$f(z) = 1 / (1 + \exp((z - R_v) / a_v))$$

$$g(z) = 4 \cdot \exp((z - R_w) / a_w) / (1 + \exp((z - R_w) / a_w))^2$$

$$R_v = z_v A^{4/3}; R_w = z_w A^{4/3}$$

Для численного решения уравнения Шредингера использовались методы, изложенные в работах [6,7].

Упругое рассеяние через составное ядро вычисляется как разность между расчетным сечением образования составного ядра и экспериментальным сечением неупругих процессов. Оно принималось изотропным и добавлялось к расчетному сечению собственно упругого рассеяния. При отрицательной разности добавление не производится.

Поиск сводится к минимизации суммы квадратов относительных отклонений экспериментальных дифференциальных сечений от расчетных при восьми углах рассеяния варьируются в следующем порядке:

$V_c, W_c, a_v, a_w, z_v, z_w, V_s$, затем снова V_c и т.д.

Если оптимальный вариант найден, поиск прекращается, и печатается оптимальный набор параметров, а также сумма квадратов отклонений (χ^2) и порядковый номер варианта поиска. Расчет каждого варианта в процессе поиска требует около четырех секунд машинного времени на М-20.

В адпол-программах приняты следующие обозначения для основных величин:

$VC1 - V_c$	$ST - \sigma_t$	$Hi - \chi^2$
$WC1 - W_c$	$SC - \sigma_c$	
$VS1 - V_c$	$SE - \sigma_{se}$	
$a1 - a_v$	$SN - \sigma_{in}$	
$aw1 - a_w$	$S\Phi - \sigma_{sc}(\theta)$	
$zv1 - z_v$		
$zw1 - z_w$	$Su - \sigma_{se}(\theta) + \sigma_{cc}(\theta)$	

hV, hW, ha, hr, hw = шаги, используемые при вариации соответствующих параметров.

- ii - номер варианта поиска, с которого начинается печать.
- tt - номер параметра, с которого начинается поиск.
- AT - атомный вес.
- EN - энергия нейтронов.
- $ff[1:8]$ - экспериментальные дифференциальные сечения при углах от 20° до 180° через 20° ;
- $1-v[0:8]$ - действительная фаза рассеянной волны;
- $u[0:8]$ - мнимая фаза рассеянной волны;
- h - шаг численного интегрирования уравнения Шредингера.

Программа для расчета нейтронных сечений по оптической модели ядра.

```

begin real a, aa, a2, a3, ak, ab, b, bb, b1, b2, b3, d2, d3, d4, f,
f1, f2, f3, f4, g, g1, h, hh, h2, h3, k, m, r, s, t, x, x2, x3, x4,
y2, y3, y4, l1, st, AT, C, CI, D, K, M, R, XI, X2, SC, SE, ST, EN,
VC, VS, WC, A, B, Sa, Sb, AR, Rv, rv, rw, aw, SK, Hi, SN;
integer i, j, l, n, ii;
array u, v, X, Y, S, Q [ 0:8, I: 2 ], P, PI [ 0:8 ], F, G, FI,
GI [ 0:9 ], Su, SD [ I:2I ];
input ( 'r IO-2', AT, a, aw, rv, rw, EN, VC, WC, VS, SN );
h:=0.I; st:=I0-S;
k:= 0.21962 * AT/(AT + 1.008982) * sqrt (EN);
AR:=AT↑ (1/3); Rv:=AR * rv * k; Rw:= AR * rw * k;
a:= a * k; aw:=aw*k; ak:=k/a * 1.997 * k;
VC:=VC/EN; VS:=VS/EN; WC:= 4 * WC/EN;
n:=(Rv + 8 * a) + h + I; s:=0; t:=1; hh:=h * h;
comment (первые два шага интегрирования уравнения Шредингера);
for j:=I step I until 2 do begin
for l:=0 step I until 8 do begin
if l=0 then begin if j=2 then goto LI
end;
LI:=1 * (1 + I);
a2:=exp((h-Rv)/a); a3:=exp((2 * h-Rv)/a);
b2:=exp((h-Rw)/aw); b3:=exp((2 * h-Rw)/aw);
h2:=ak * a2/((I + a2) * (I + a2) * h);
h3:=ak * a3/((I + a3) * (I + a3) * 2 * h);
f3:=I-1I/hh + VC/(I + a2) + t * h2 * VS * (1 + s);
f4:=I-1I/4/hh + VC/(I + a3) + t * h3 * VS * (1 + s);
d3:=WC * b2/(I + b2)/(I + b2);
d4:=WC * b3/(I + b3)/(I + b3);
x2:=y2:=y3:=0; x3:=st;
if l=I then m:=2 * st/hh else m:=0;
M:=2 * x3 + hh * (I0 * (-f3 * x 3) + m)/I2;
K:=hh * I0 * (-d3 * x 3)/I2; C:=I + hh * f4/I2;
D:=hh * d4/I2; CI:=C * C + D * D;
x4:=(K * D + C * M)/CI; y4:=(C * K - D * M)/CI; r:=2 * h;

```

(продолжение интегрирование до границы ядра и расчет

comment логарифмической производной);

for i :=3 step I until n + I do begin

r:=r + h; a2 := exp((r - Rv)/a); b2:=exp((r - Rv)/aw);

h2:=ak * a2/((I + a2) * (I + a2) * r); f2:=f3; f3:=f4;

d2:=d3; d3:=d4; x2:=x3; x3:=x4; y2:=y3; y3:=y4;

f4:=I - 1I/r/r + VC/(I + a2) + t * h2 * VS * (1 + s);

d4:=WC * b2/(I + b2)/(I + b2);

M:=2 * x3 - x2 + hh * (I0 * (-f3 * x3 + d3 * y3) +
(-f2 * x2 + d2 * y2))/I2;

K:=2 * y3 - y2 + hh * (I0 * (-f3 * y3 - d3 * x3) + (-f2 * y2 -
d2 * x2))/I2;

C:=I + hh * f4/I2; D:=hh * d4/I2; CI:=C * C + D * D;

x4:=(K * D + C * M)/CI; y4:=(C * K - D * M)/CI

end;

X [1, j] := x3; Y [1, j] := y3;

S [1, j] :=(x4 - x2)/h/2; Q [1, j] :=(y4 - y2)/h/2;

II:

end;

s:=I; t:= -I

end;

X [0, 2] :=X [0, 1] := Y [0, 2] :=Y [0, 1] ;

S [0, 2] :=S [0, 1] ; Q [0, 2] :=Q [0, 1] ; r:=r - h;

comment (вычисление функций Бесселя и асимптотического решения уравнения

F [0] :=sin(r); FI [0] :=cos(r); F [I] :=F [0] /r - FI [0] ; Шредингера);

G [0] :=FI [0] ; GI [0] := - F [0] ; G [I] := FI [0] /r + F [0] ;

for l:=I step I until 8 do begin

F [1 + I] := (2 * l + I) * F [l] /r - F [l - I] ;

G [1 + I] := (2 * l + I) * G [l] /r - G [l - I] ;

FI [l] :=F [l] /r + (1 * F [l - I] - (1 + I) * F [l + I])/(2 * l + I);

GI [l] := G [l] :r + (1 * G [l - I] - (1 + I) * G [l + I])/(2 * l + I)

end;

(сшивание численного решения во внутренней области с асимпто-

comment тическим, определение фаз рассеянных волн);

for l :=0 step 1 until 8 do begin

g:=G [l] ; gI:=GI [l] ; f:=F [l] ; fI:=FI [l] ;

for j :=I step I until 2 do begin

m:= I0[†] (-1);

XI :=X [1,j] * m * X [1,j] + Y [1,j] * m * Y [1,j] ;

aa :=(S [1,j] * m * X [1,j] + Y [1,j] * m * Q [1,j])/XI;

bb :=(Q [1,j] * m * X [1,j] - Y [1,j] * m * S [1,j])/XI;

ab :=bb * bb + aa * aa;

X2 :=0.5 * ((aa * f - fI + bb * g)[†] 2 + (gI - aa * g + bb * f)[†] 2);

u [1,j] :=(aa * (fI * g + gI * f) - fI * gI - f * g * ab)/X2;

v [1,j] :=(f * f * ab + bb * (gI * f - fI * g) + fI * fI - 2 * aa * fI * fI)/X2;

end;

end;

```
comment (расчет нейтронных сечений);
for i:=I step I until 2I do begin
x:=I.I - 0.I * i;
P[0] :=I; P[1] :=x; PI[0] :=0; m:=I - x * x;
PI[1] := ( if m>0 then sqrt (m) else 0);
for l:=0 step I until 7 do begin
P[1 + I] := ((2 * l + I) * x * P[l] - l * P[l - I]) / (1 + I);
PI[1 + I] := ((2 * l + I) * x * PI[l] - (l + 1) * PI[l - I]) / 1
end;
Sm:=Sn:=0;
for l:=0 step I until 8 do begin
Sm:=Sm + P[l] * ((1 + I) * u[l,I] + l * u[l,2] );
Sn:=Sn + P[l] * ((1 + I) * v[l,I] + l * v[l,2] )
end;
A:=(Sm * Sm + Sn * Sn) / 4 / k / k; Sm:=Sn:=0;
for l:=I step I until 8 do begin
Sm:=Sm + PI[l] * (u[l,I] - u[l,2] );
Sn:=Sn + PI[l] * (v[l,I] - v[l,2] )
end;
B:=(Sm * Sm + Sn * Sn) / 4 / k / k; SD[i]:=(A + B) / IOO;
end;
SC:=SE:=ST:=0;
for l:=0 step I until 8 do begin
SC:=SC + (1 + I) * (v[l,I] * (2 - v[l,I]) - u[l,I] +
1 * (v[l,2] * (2 - v[l,2]) - u[l,2] * u[l,2] );
SE:=SE + (1 + I) * (v[l,I] * v[l,I] + u[l,I] * u[l,I] +
1 * (v[l,2] * (v[l,2] * v[l,2] + u[l,2] * u[l,2] );
ST:=ST + (1 + I) * v[l,I] + l * v[l,2]
end;
SC:=SC * 3.1416 / k / k / IOO; SE:=SE * 3.1416 / k / k / IOO;
ST:=ST * 2 * 3.1416 / k / k / IOO;
m:=(SC - SN) / 4 / 3.1416;
comment (добавление упругого рассеяния через составное ядро);
if m>0 then SK := m else SK := 0;
for i:= I step I until 2I do Su[i] := SD[i] + SK;
SK:=SK * 4 * 3.1416;
inout ('p2 - IO',SD,Su,SC,SE,ST,u,v)
end;
```

Программа для автоматического поиска оптимальных параметров оптического потенциала.

```
begin real a, a1, a2, a3, ak, av, b, b1, b2, b3, d2, d3, d4, f, f1, g, g1, h, hh, k, m, z, s, t, x, l1, st, AT, C, C1, D, K, M, R, X1, X2, SC, SE, ST, EN, VC, VS, WC, A, B, Sm, Sn, AR, Rv, Rw, aw, zv, zw, SK, Hi, SN, VC1, VS1, WC1, a1, aw1, zvl, zw1, hV, hW, hv, hw, ha, h2, h3, H1, H2;
```

```
    integer i, j, l, n, ii, jj, mm, nn, tt, ss;
```

```
    array u, v, X, Y, S, Q, f2, f3, f4, x2, x3, x4, y2, y3, y4[0:8, 1:2], P, P1[0:8], F, G, F1, G1[0:9], hi, SD, Su, ff[1:8];
```

```
    inout ('z 10-2', VC1, WC1, VS1, a1, aw1, zvl, zw1, hV, hv, ii, tt, AT, EN, SN, ff);
```

```
    hW:=hV; ha:=hw:=hv; H2:=109; st:=10-7; h:=0.1; hh:=h*h;
```

```
    k:=0.21968*AT/(AT+1.008982)*sqrt(EN); AR:=AT*(1/3);
```

```
    comment (вариация очередного параметра);
```

```
    mm:=0; jj:=0;
```

```
L5: nn:=0; ss:=1;
```

```
L4: H1:=H2; if mm=0 then goto L7;
```

```
    if tt=1 then VC1:=VC1+hV*ss;
```

```
    if tt=2 then WC1:=WC1+hW*ss;
```

```
    if tt=3 then a1:=a1+ha*ss;
```

```
    if tt=4 then aw1:=aw1+ha*ss;
```

```
    if tt=5 then zvl:=zvl+hv*ss;
```

```
    if tt=6 then zw1:=zw1+hw*ss;
```

```
    if tt=7 then VS1:=VS1+hV*ss; ss:=sign(ss);
```

```
    comment (расчет сечения);
```

```
L7: Rv:=AR*zvl*k; Rw:=AR*zw1*k; a:=a1*k; aw:=aw1*k;
```

```
    ak:=1.9977*k*k/a; VC:=VC1/EN; VS:=VS1/EN; WC:=4*WC1/EN;
```

```
    n:=(Rv+8*a)÷h+1; s:=0; t:=1;
```

```
    a2:=exp((h-Rv)/a); a3:=exp((2*h-Rv)/a); b2:=exp((h-Rw)/aw);
```

```
    b3:=exp((2*h-Rw)/aw); h2:=ak*a2/((1+a2)*(1+a2)*h);
```

```
    h3:=ak*a3/((1+a3)*(1+a3)*2*h);
```

```

d3:=WC*b2/(1+b2)/(1+b2); d4:=WC*b3/(1+b3)/(1+b3);
for j:=1 step 1 until 2 do begin
  for l:=0 step 1 until 8 do begin
    if l=0 then begin if j=2 then goto L1 end; l1=l*(l+1);
    f3[l,j]:=1-l/hh+VC/(1+a2)+t+h2*VS*(l+s);
    f4[l,j]:=1-l/hh/4+VC/(1+a3)+t+h3*VS*(l+s);
    x2[l,j]:=y2[l,j]:=y3[l,j]:=x3[l,j]:=y4[l,j]:=0;
    if l=1 then m:=2*st/nh else m:=0;
    M:=2*x3[l,j]+hh*(10*(-f3[l,j])*x3[l,j]+m)/12;
    K:=hh*10*(-d3*x3[l,j])/12; C:=1+hh*f4[l,j]/12; D:=hh*d4/12;
    C1:=C*C+D*D; x4[l,j]=(K*D+C*M)/C1; y4[l,j]=(C*K-D*M)/C1;

```

L1:

```

end;
s:=1; t:=-1 end; z:=2*h;
for i:=3 step 1 until n+1 do begin
  z:=z+h; s:=0; t:=1; a2:=exp((z-Rr)/a); b2:=exp((z-Rw)/aw);
  d2:=ak*a2/((1+a2)*(1+a2)*z); d2:=d3; d3:=d4;
  d4:=WC*b2/(1+b2)/(1+b2);
  for j:=1 step 1 until 2 do begin
    for l:=0 step 1 until 8 do begin
      if l=0 then begin if j=2 then goto L2 end; l1=l*(l+1);
      f2[l,j]:=f3[l,j]; f3[l,j]:=f4[l,j]; x2[l,j]:=x3[l,j]; x3[l,j]:=x4[l,j];
      y2[l,j]:=y3[l,j]; y3[l,j]:=y4[l,j]; f4[l,j]:=1-l1/z/rz+VC/(1+a2)+
      t*h2*VS*(l+s); M:=2*x3[l,j]-x2[l,j]+hh*(10*(-f3[l,j])*x3[l,j]+
      d3*y3[l,j]+(-f2[l,j])*x2[l,j]+d2*y2[l,j]))/12; K:=2*y3[l,j]-
      y2[l,j]+hh*(10*(-f3[l,j])*y3[l,j]-d3*x3[l,j]+(-f2[l,j])*y2[l,j]-
      d2*x2[l,j]))/12; C:=1+hh*f4[l,j]/12; D:=hh*d4/12;
      C1:=C*C+D*D; x4[l,j]=(K*D+C*M)/C1; y4[l,j]=(C*K-D*M)/C1;

```

L2:

```

end;
s:=1; t:=-1 end end;
for j:=1 step 1 until 2 do begin
  for l:=0 step 1 until 8 do begin
    if l=0 then begin if j=2 then goto L3 end;
    X[l,j]:=x3[l,j]; Y[l,j]:=y3[l,j]; S[l,j]=(x4[l,j]-x2[l,j])/h/2;
    Q[l,j]=(y4[l,j]-y2[l,j])/h/2;

```

L3:

```

end end;

```

$X[0,2] := X[0,1]; Y[0,2] := Y[0,1]; S[0,2] := S[0,1]; Q[0,2] := Q[0,1];$

$z := z - h;$

$F[0] := \sin(z); F1[0] := \cos(z); F[1] := F[0]/z - F1[0];$

$G[0] := F1[0]; G1[0] := -F[0]; G[1] := F1[0]/z + F[0];$

for $l := 1$ step 1 until 8 do begin

$F[l+1] := (2 * l + 1) * F[l] / z - F[l-1]; G[l+1] := (2 * l + 1) * G[l] / z - G[l-1];$

$F1[l] := F[l] / z + (l * F[l-1] - (l+1) * F[l+1]) / (2 * l + 1);$

$G1[l] := G[l] / z + (l * G[l-1] - (l+1) * G[l+1]) / (2 * l + 1)$

end;

for $l := 0$ step 1 until 8 do begin

$g := G[l]; g1 := G1[l]; f := F[l]; f1 := F1[l];$

for $j := 1$ step 1 until 2 do begin

$m := 10 * (-l); X1 := X[l,j] * m * X[l,j] + Y[l,j] * m * Y[l,j];$

$aa := (S[l,j] * m * X[l,j] + Y[l,j] * m * Q[l,j]) / X1;$

$bb := (Q[l,j] * m * X[l,j] - Y[l,j] * m * S[l,j]) / X1; ab := bb * bb + aa * aa;$

$X2 := 0.5 * ((aa * f - f1 + bb * g) * 2 + (g1 - aa * g + bb * f) * 2);$

$u[l,j] := (aa * (f1 * g + g1 * f) - f1 * g1 - f * g * ab) / X2;$

$v[l,j] := (f * f * ab + bb * (g1 * f - f1 * g) + f1 * f1 - 2 * aa * f * f1) / X2$

end

end;

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

$x := \cos(20 * i / 57.296); P[0] := 1; P[1] := x; P1[0] := 0; m := 1 - x * x;$

$P1[1] := (if m > 0 then \text{sqrt}(m) else 0);$

for $l := 1$ step 1 until 7 do begin

$P[l+1] := ((2 * l + 1) * x * P[l] - l * P[l-1]) / (l + 1);$

$P1[l+1] := ((2 * l + 1) * x * P1[l] - (l + 1) * P1[l-1]) / l$

end;

$S_m := S_n := 0;$

for $l := 0$ step 1 until 8 do begin

$S_m := S_m + P[l] * ((l + 1) * u[l,1] + l * u[l,2]);$

$S_n := S_n + P[l] * ((l + 1) * v[l,1] + l * v[l,2])$

end; $A := (S_m * S_m + S_n * S_n) / 4 / k / k;$

$S_m := S_n := 0;$

for $l := 1$ step 1 until 8 do begin

$S_m := S_m + P1[l] * (u[l,1] - u[l,2]); S_n := S_n + P1[l] * (v[l,1] - v[l,2])$ end;

```
B:=(Sm*Sm+Sn*Sn)/4/k/k; SD[i]:=(A+B)/100
      end;
SC:=SE:=ST:=0;
for l:=0 step 1 until 8 do begin
  SC:=SC+(l+1)*(v[l,1]*(2-v[l,1])-u[l,1]*u[l,1])+
      l*(v[l,2]*(2-v[l,2])-u[l,2]*u[l,2]);
  SE:=SE+(l+1)*(v[l,1]*v[l,1]+u[l,1]*u[l,1])+
      l*(v[l,2]*v[l,2]+u[l,2]*u[l,2]);
  ST:=ST+(l+1)*v[l,1]+l*v[l,2]
      end;
SC:=SC*3.1416/k/k/100; SE:=SE*3.1416/k/k/100;
ST:=ST*2*3.1416/k/k/100;
comment (добавление , расчет и вывод на печать и соответствую-
      щих ему параметров);
SK:=SC-SN; if SK>0 then m:=SK/4/3.1416 else m:=0; Hi:=0;
for i:=1 step 1 until 8 do begin
  Su[i]:=SD[i]+m; t:=(ff[i]-Su[i])/ff[i]; Hi:=Hi+t*t
      end;
if mm>ii then begin P[0]:=Hi; P[1]:=VCl; P[2]:=WCl; P[3]:=a1;
  P[4]:=awl; P[5]:=zvl; P[6]:=zwl; P[7]:=VSl; P[8]:=mm;
  inout('p2-10',P) end;
comment (сравнение нового значения с предыдущим, выбор параметра,
      величину которого следует изменить);
Hi2:=Hi; nn:=nn+1; mm:=mm+1;
if (Hi2-Hi1)<0 then begin jj:=0; goto L4 end
else begin jj:=jj+1;
  if nn>1 then begin if mm=2 then goto L6;
  if tt=1 then VCl:=VCl-hV*ss; if tt=2 then WCl:=WCl-hW*ss;
  if tt=3 then a1:=a1-ha*ss; if tt=4 then awl:=awl-ha*ss;
  if tt=5 then zvl:=zvl-hv*ss; if tt=6 then zwl:=zwl-hw*ss;
  if tt=7 then VSl:=VSl-hV*ss; if jj>14 then goto L8; tt:=tt+1;
  if tt>7 then tt:=1; Hi2:=Hi1; goto L5
      end;
L6: ss:=-ss; if nn=1 then begin Hi2:=Hi1; ss:=2*ss end; goto L4
      end; L8: P[0]:=Hi1; P[1]:=VCl; P[2]:=WCl; P[3]:=a1;
  P[4]:=awl; P[5]:=zvl; P[6]:=zwl; P[7]:=VSl; P[8]:=mm-16;
  inout('p2-10',P) end;
```

ТЕПЛОВЫЕ СЕЧЕНИЯ И РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ ЗАХВАТА И
ДЕЛЕНИЯ Am^{241} , Am^{242} и Am^{243} .

М.А.Бак, А.С.Кривохатский, К.А.Петржак, Ю.Г.Петров,
Ю.Ф.Романов, Э.А.Шлямин

В проведенных опытах использовались мишени из чистого Am^{241} и смеси изотопов Am^{241} и Am^{243} . Америций весом несколько микрограммов наносился на полированную бериллиевую или титановую подложку, слабо активировавшую под действием нейтронов. Степень химической очистки америция от плутония контролировалась путем определения отношения α -активности мишени к скорости счета числа деления в ней под действием реакторных нейтронов с помощью двойной ионизационной камеры. В работе /1/ достаточно подробно приводятся расчеты и техника эксперимента по определению тепловых сечений и резонансных интегралов захвата и деления Am^{241} , Am^{242} и Am^{243} .

Облучение мишеней производилось на реакторе ВВР-М при плотностях нейтронного потока от $1,5 \cdot 10^{13}$ до $1 \cdot 10^{14}$ нейтр. $\frac{см^2}{сек}$. Измерение плотности потока в местах облучения мишеней производилась по активации Au^{197} /2,3/ и по нарастанию α -активности и мишени из Ir^{137} /4/. Использование кадмиевых чехлов позволяло выделить эффект от резонансной части нейтронного спектра.

Длительность облучения варьировалась от 5 до 100 часов с таким расчетом, чтобы наблюдать через несколько суток после конца облучения примерно десятикратное возрастание α -активности за счет, главным образом, накопившегося Cm^{242} . Альфа-активность америциевых мишеней измерялась кремниевыми детекторами как в камере с малым телесным углом, так и с помощью α -спектрометра. Количество накопившегося Am^{242m} при облучении мишеней в реакторе и сечение деления Am^{242} определялось с помощью двойной ионизационной камеры в хорошо коллимированном пучке нейтронов плотностью $5 \cdot 10^7$ нейтр. $\frac{см^2}{сек}$.

Результаты измерений представлены в таблице.

Таблица

Сечения и резонансные интегралы захвата и деления
 Am^{241} , Am^{242} и Am^{243} .

Реакция	Сечение, барн	Резонансный интеграл, барн
$Am^{241} / n, \gamma / Am^{242}$	670 ± 60	2100 ± 200
$Am^{241} / n, \gamma / Am^{242m}$	70 ± 5	300 ± 30
$Am^{241} / n, f /$	$3,15 \pm 0,10$	21 ± 2

$Am^{242} / n, f /$	2100 ± 200	300

$Am^{243} / n, \gamma / Am^{244}$	73 ± 6	2300 ± 200

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М.А.Бак, А.С.Кривохатский, К.А.Петржак, Ю.Г.Петров, Ю.Ф.Романов, Э.А.Шлямин, "Атомная энергия", 22, 1967 /в печати/.
2. Г.Я.Васильев, И.А.Кондунов, К.А.Коноплев, Е.М.Коротких, А.М.Никитин, М.А.Бак, А.С.Кривохатский, Ю.Г.Петров, Ю.Ф.Романов, Н.А.Сковородкин, Э.А.Шлямин. Труды II координационного совещания по дозиметрии больших доз. Ташкент, Изд-во "ФАН", стр.118, 1966.
3. С.С.Бугорков, А.С.Кривохатский, К.А.Петржак, Н.А.Сковородкин, А.В.Сорокина. "Атомная энергия", 21, 6, 508, 1966.
4. М.А.Бак, А.С.Кривохатский, К.А.Петржак, Ю.Ф.Романов, Э.А.Шлямин. Труды II координационного совещания по дозиметрии больших доз. Ташкент, Изд-во "ФАН", стр.121, 1966.

ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ U^{233} , U^{235} ,
 Pu^{239} БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ.

Г.Н.Смиренкин, В.Г.Нестеров

В 1961-62г.г. нами производились детальные относительные измерения энергетического хода сечений деления $\sigma(E_n)$ U^{233} , U^{235} , Pu^{239} в диапазоне энергий нейтронов $E_n = 0,3 + 2,5$ Мэв [1]. Целью этих измерений являлось изучение структуры зависимости $\sigma(E_n)$ корреляция её с обнаруженными ранее [2] нерегулярностями в поведении угловой анизотропии деления тех же ядер. В соответствии с этой задачей основное внимание было уделено относительным измерениям, которые были выполнены со статистической точностью $\sim 1 - 2$ %. Точность абсолютных значений σ , к которым не предъявлялось особых требований, из-за неопределенности хода эффективности нового монитора и способа абсолютизации оказалась значительно меньшей и составила $\sim 5 - 8$ %.

В дальнейшем результаты этого опыта были использованы для построения энергетической зависимости отношений сечений деления U^{233} и Pu^{239} к сечению деления U^{235} σ_3/σ_5 и σ_9/σ_5 . Для изотопа U^{235} сечение деления быстрыми нейтронами изучено наиболее подробно и с наиболее высокой точностью $\sim 2,5 - 3$ % [3,4]. Поэтому σ_5 широко используется в качестве эталона при измерении многих ядерно-физических констант. Измерение отношений σ_3/σ_5 и σ_9/σ_5 , которое может быть выполнено с существенно большей надежностью, чем абсолютное измерение σ , открывает путь к уточнению сечений деления U^{233} и Pu^{239} , точность которых в настоящее время заметно ниже, чем у U^{235} . В настоящее время объем экспериментальной информации об указанных отношениях и разброс данных различных авторов [3] весьма далеки от требований, предъявляемых практикой реакторостроения.

В данной статье приводятся значения σ_3/σ_5 и σ_9/σ_5 в интервале $E_n = 0,3 + 2,5$ Мэв, полученные в работе [1] и последующих измерениях.

В работе [1] производились измерения числа делений в ионизационной камере, отнесенного к определенному числу отсчетов монитора. Полученные из результатов этих опытов отношения чисел деления $\frac{N_3}{N_5}(E_n)$ и $\frac{N_9}{N_5}(E_n)$ пропорциональные искомым отношениям сечений, имеют точность $\sim 2 - 2,5$ % (серия I). Позднее были выполнены измерения $\frac{N_3}{N_5}(E_n)$ и $\frac{N_9}{N_5}(E_n)$ в прямом

опыте, для чего использовалась двойная ионизационная камера, содержащая слои сравниваемых изотопов. Измерения производились так же, как и в работе [1], на электростатическом генераторе Ван-де-Графа с осуществлением реакции $T(p,n)He^3$ на твердых мишенях с толщиной тритиево-титанового слоя $\sim (0,3 \pm 0,6)$ мг/см². Статистическая точность этих измерений $\sim 1 + 1,5\%$ (серия П). Затем с помощью методики стекол для нескольких энергий нейтронов были получены отношения σ_3/σ_5 и σ_4/σ_5 путем сравнения чисел делений на быстрых нейтронах и медленных нейтронах из графитовой колонны реактора БР-5 с кадмиевым отношением $\geq 10^4$. Опорные отношения сечений для максвелловского спектра нейтронов для температуры 20°C были взяты из работы [5]. В серии П и методике стекол использовались слои толщиной ~ 1 мг/см² из окислов U^{235} (обогащение 90%), U^{233} (с ядрами $U^{238} - 4,99\%$, $U^{234} - 2,24\%$, $U^{235} - 0,14\%$) и Pu^{239} (с 3,4% ядер Pu^{240}).

Результаты измерений с помощью методики стекол представлены в таблице [1]. В таблице П представлены рассматривавшиеся источники ошибок и поправок, а также погрешности опыта, обусловленные ими.

Далее результаты обеих серий измерений (I и П) относительного хода $\frac{N_3}{N_5}$ и $\frac{N_4}{N_5}$ ионизационными методами после введения соответствующих поправок нормировались к значениям, приведенным в таблице I. Окончательная точность измерений отношений сечений деления приведенных в таблице II, в серии I $\leq 3,0\%$, во II-й $\leq 2,7\%$. На рис. I совокупность полученных нами результатов сравнивается с данными других авторов, взятых из конциляции Дейви [3], а так же с кривой, рекомендованной на основе анализа рассмотренных им данных. Там же приведен ряд данных [6 - 8], не использованных Дейви.

Результаты настоящих измерений для σ_3/σ_5 хорошо согласуются с кривой Дейви при $E_n < 0,7$ Мэв, но несколько отклоняются от неё на 7 - 10% при больших E_n , где экспериментальных данных значительно меньше.

Данные об отношении σ_3/σ_5 обнаруживают примерно ту же тенденцию. Результаты нашей работы неплохо согласуются с единственными подробными данными Ламфира [9]. Дейви [3] полагает, что для приведения в соответствие всей совокупности данных о σ_3/σ_5 значения, полученные Ламфиром, необходимо понизить на 6%. Наши данные правомочность такого приёма не подтверждают.

Авторы выражают благодарность М.К. Голубевой и Н.В. Федоровой за просмотр стекол.

ТАБЛИЦА I

Отношения сечений деления σ_3/σ_5 и σ_9/σ_5
измеренные методом стекол

E_n [Мэв]	σ_3/σ_5	σ_9/σ_5
$0,485 \pm 0,045$	$1,666 \pm 0,033$	-
$0,995 \pm 0,035$	$1,584 \pm 0,032$	$1,372 \pm 0,029$
$1,300 \pm 0,030$	$1,554 \pm 0,032$	-
$1,815 \pm 0,025$	-	$1,483 \pm 0,032$
$2,505 \pm 0,020$	$1,558 \pm 0,033$	$1,522 \pm 0,033$

ТАБЛИЦА II

Ошибки измерений σ_3/σ_5 и σ_9/σ_5 методом стекол

Рассмотренные поправки и ошибки	Поправки (%)	Ошибки
1. Статистическая ошибка	-	1,4
2. Ошибка просмотра стекол	-	0,5
3. Точность отношения сечений $\sigma_{3,9}^T/\sigma_5^T$ на тепловых нейтронах с учетом отличия температуры нейтронного газа от 20°C	$\approx 0,2$	$\approx 0,2$ (σ_3/σ_5) $\approx 0,5$ (σ_9/σ_5)
4. Примесь посторонних изотопов	$\approx 4\%$	$\approx 0,2$
5. Поправка на угловую анизотропию деления	$< 1,8$	$< 0,6$
6. Фон медленных нейтронов	-	$\approx 0,3$
7. Эффект от нейтронов, рассеянных в стенках мишени и детектора	-	$\approx 0,4$
Суммарная ошибка		$\approx 2,2$

ТАБЛИЦА III

Отношения сечений деления b_3/b_5 и b_9/b_5 , измеренные с помощью камер деления

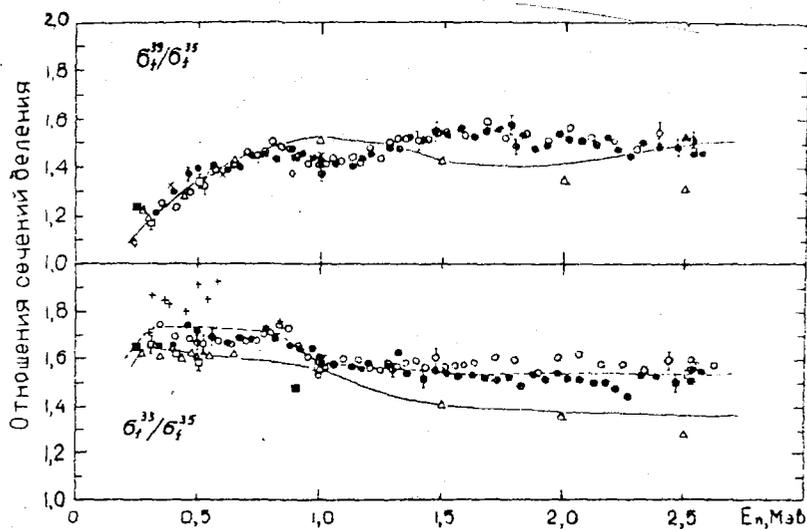
С е р и я I [I]			С е р и я II [настоящая работа]		
E_n [МэВ]	b_3/b_5	b_9/b_5	E_n [МэВ]	b_3/b_5	b_9/b_5
0,350±0,030	1,740	1,242	0,330±0,025	1,633	1,206
0,410±0,024	1,695	1,224	0,400±0,023	1,634	1,296
0,465±0,023	1,682	1,291	0,460±0,023	1,723	1,372
0,525±0,022	1,657	1,313	0,505±0,022	1,693	1,389
0,585±0,022	1,670	1,378	0,560±0,022	1,675	1,393
0,640±0,021	1,657	1,394	0,620±0,021	1,645	1,375
0,695±0,021	1,674	1,447	0,670±0,021	1,669	1,386
0,740±0,020	1,677	1,432	0,720±0,020	1,661	1,435
0,770±0,020	1,704	1,452	0,770±0,020	1,726	1,435
0,800±0,020	1,704	1,488	0,820±0,020	1,663	1,415
0,835±0,020	1,741	1,465	0,875±0,020	1,634	1,455
0,870±0,020	1,728	1,455	0,920±0,020	1,619	1,433
0,910±0,020	1,652	1,430	0,970±0,020	1,624	1,422
0,950±0,020	1,605	1,391	1,000±0,020	1,578	1,416
0,990±0,020	1,546	1,395			
1,020±0,020	1,571	1,390	1,060±0,034	1,562	1,397
1,050±0,034		1,419	1,130±0,033	1,551	1,380
1,095±0,034	1,595	1,408	1,170±0,032	1,544	1,418
1,130±0,033		1,423	1,200±0,032	1,564	1,461
1,160±0,032	1,595	1,395	1,280±0,031	1,559	1,460
1,205±0,032	1,560	1,449	1,320±0,030	1,619	1,443
1,245±0,032	1,547	1,414	1,360±0,029	1,520	1,509
1,280±0,030	1,577	1,468	1,420±0,029	1,509	1,495
1,315±0,030	1,555	1,500	1,470±0,028	1,532	1,527
1,350±0,030	1,577	1,500	1,520±0,028	1,520	1,510

ТАБЛИЦА III (продолжение)

С е р и я I			С е р и я II (настоящая работа)		
E_n [МэВ]	ϵ_3/ϵ_5	ϵ_3/ϵ_5	E_n [МэВ]	ϵ_3/ϵ_5	ϵ_3/ϵ_5
1,395±0,029	1,590	1,482	1,570±0,027	1,512	1,537
1,435±0,029	1,563	1,496	1,630±0,027	1,514	1,504
1,475±0,028	1,507	1,522	1,680±0,026	1,506	1,507
1,515±0,028	1,568	1,517	1,730±0,026	1,497	1,500
1,555±0,027	1,573	-	1,780±0,025	1,518	1,509
1,595±0,027	1,573	1,515	1,830±0,025	1,472	1,510
1,635±0,027	1,583	-	1,880±0,024	1,437	1,451
1,680±0,026	-	1,568	1,930±0,024	1,497	1,470
1,720±0,026	1,524	-	1,980±0,024	1,523	1,415
1,760±0,025	-	1,499	2,020±0,023	1,503	1,511
1,800±0,025	1,595	-	2,080±0,023	1,439	1,459
1,845±0,025	-	1,522	2,130±0,023	1,481	1,475
1,890±0,024	1,537	-	2,180±0,022	1,482	1,514
1,935±0,024	-	1,490	2,220±0,022	1,457	1,454
1,980±0,024	1,606	-	2,275±0,022	1,425	1,420
2,020±0,023	-	1,552	2,325±0,021	1,514	1,480
2,065±0,023	1,619	-	2,390±0,021	1,513	1,455
2,110±0,023	-	1,503	2,470±0,020	1,488	1,460
2,160±0,023	1,580	-	2,520±0,020	1,494	1,429
2,205±0,022	-	1,490	2,575±0,020	1,534	1,430
2,250±0,022	1,576	-			
2,295±0,022	-	1,465			
2,340±0,021	1,603	-			
2,390±0,021	-	1,523			
2,435±0,021	1,595	-			
2,485±0,020	-	-			
2,530±0,020	1,595	1,474			
2,625±0,020	1,575	-			

Точность измерений - 4,7 %

Точность измерений - 3 %



Энергетическая зависимость отношений сечений деления σ_3/σ_5 и σ_9/σ_5 в диапазоне энергий нейтронов $E_n = 0,3 + 2,5$ Мэв:
 \square - White, Hodgkinson, Wall, \times - Zubcovina, Shigin
 Δ - Allen, Ferguson, \blacktriangle - Smith, Henkel, Nobles, (см. рис. 5 и 6 работы [3],
 $+$ - [6], \blacksquare - [7], \diamond - [8], \circ - [1], $\bullet\bullet$ - данные настоящей работы, (\bullet - ионизационная камера, \circ - методика стекол),
 ----- данные работы [9], _____ - кривая, рекомендованная Дейви [3].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.Н.Смиренкин, В.Г.Нестеров, И.И.Бондаренко, "Атомная энергия", 13,366 (1962); Бюллетень информационного центра по ядерным данным, Атоиздат, Москва 1964г., стр.620.
2. В.Г.Нестеров, Г.Н.Смиренкин, И.И.Бондаренко, "Атомная энергия", II,248 (1961)
3. W.Y. Darty, *Nucl. Sci. Eng.*, 26,149 (1966).
4. P.H. White, J. Y. Hodgkinson, G.J. Wall, *Symposium of the Physics and Chemistry of Fission*, SM-60/14, Salzburg, 1965
5. *Neutron Cross Sections*, к. II, BNL-325, Supplement, №2, 1965г.
6. Г.В.Горлов, Б.М.Гохберг, В.М.Морозов, Г.А.Строенко, В.А.Шигин. Атомная энергия, 6,453 (1959).
7. Г.А.Дорофеев, Ю.П.Добринин, "Атомная энергия", I,10 (1957).
8. В.Н.Андреев, "Атомная энергия", 4,185 (1958).
9. R.W. Lamphere, *Phys. Rev.* 104,1654 (1956).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И МАССОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ U^{235} МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ НЕЙТРОНАМИ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ $0 \div 15,5$ МэВ

П.Н.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов, М.З.Тараско

В работе сообщаются результаты измерений энергетических и массовых распределений осколков при делении U^{235} моноэнергетическими нейтронами в интервале энергий E от 0 до 15,5 Мэв. Часть предварительных данных, полученных в данной работе, была опубликована ранее [1,2,3].

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ.

1). Экспериментальная установка.

Источником моноэнергетических нейтронов служил электростатический генератор Ван-де-Граафа. Использовались следующие реакции $T^3(p,n)He^3$ (для $E_n = 0,28; 0,73; 1,08; 1,33; 2,02; 2,5; 3,1; 3,5$ Мэв), $D^2(d,n)He^3$ (для $E_n = 5,0; 5,3; 7,0; 7,6$ Мэв), $T^3(d,n)He^4$ (для $E_n = 15,5$ Мэв). Схема экспериментальной установки приведена на Рис.1.

Детекторы изготовлялись из кремния с $\rho \approx 300$ д.см. Диаметр чувствительной области составлял 2 см. Толщина детекторов ~ 1 мм. Напряжение обратного смещения ~ 30 в. Мишень U^{235} представляла собой тонкий слой уранил-нитрата (U^{235} -обогащение - 90%) ~ 30 мкг/см² диаметром 2 см., нанесенный на позолоченную органическую пленку толщиной ~ 10 мкг/см² методом распыления спиртового раствора уранил-нитрата в электрическом поле.

Геометрия опыта приведена на Рис. 1. Расстояние между детекторами устанавливалось равным ~ 1 см. Расстояние от мишени до слоя делящегося вещества ~ 2 см. Геометрическая эффективность регистрации осколков составляла $\sim 30\%$. Средний угол между направлением бомбардирующего нейтрона и осью пучка составлял $\bar{\theta} \approx 15^\circ$. Средний косинус угла между линией разлета осколков и направлением движения падающего нейтрона $\cos \bar{\theta} \approx 0,65$.

Для каждой энергии нейтронов измерения велись поочередно небольшими сериями (~ 1 часа) на тепловых и быстрых нейтронах. Тепловые нейтроны получались замедлением быстрых в полиэтиленовом блоке. Кадмиевое отношение для таких нейтронов составляло ~ 16 . Вклад делений, вызванных подкадмиевыми нейтронами, при измерениях на быстрых нейтронах не превышал 4%. Информация по делению U^{235} тепловыми и быстрыми нейтронами, соответствующей энергии, накапливалась в разных участках памяти двух-

мерного 16000 канального анализатора. При этом каналы X и Y, по которым проходили импульсы с детекторов осколков деления вплоть до регистрации в памяти анализатора (детекторы, усилители, аналого-цифровые преобразователи и т.д.), были одними и теми же для измерений на быстрых и тепловых нейтронах. Стабильность всей электронной системы регистрации (предусилители, усилители, анализатор) поддерживалась во время эксперимента постоянной с помощью специального автомата, сохраняющего масштаб преобразования в аналогово-цифровых преобразователях. В основу автомата положен принцип автоподстройки с опорным сигналом. Сигнал стандартной амплитуды от генератора подается на детектор. Амплитуда контрольного сигнала такова, что после преобразования сигнал попадает в последний канал анализатора. С возникновением дрейфа масштаба преобразования интегратор, связанный с последним каналом анализатора, воздействует на генератор постоянного тока в цепи разряда времязадающей емкости преобразователя. Генератор стандартных сигналов обладает долговременной температурной стабильностью порядка 5 мВ град. Линейность аналогово-цифрового преобразователя составляла $\pm 2\%$.

2). Разрешение по энергиям и массам осколков.

Энергетическое разрешение осколков деления, в основном, определяется уровнем шумов усилительного тракта (детектор, предусилитель, усилитель) и величиной разброса нерегистрируемых энергетических потерь на пути от места рождения осколков до чувствительного объема детектора (подложка, слой делящегося вещества, входное окно детектора). В эксперименте применялись детекторы, обратные токи которых, как правило, не превышали ± 2 мкА, хотя, вообще говоря, установлено, что применение детекторов с большими обратными токами (до 20 мкА), существенно не ухудшает энергетического разрешения спектра осколков.

Разброс нерегистрируемых энергетических потерь, в основном, определяется диапазоном углов θ' (см. Рис. I.) и толщинами слоя делящегося вещества, пленки и входных окошек детекторов. В целях получения достаточной статистической точности расстояние между детекторами было выбрано равным 1 см. При этом для сохранения достаточно хорошего энергетического разрешения осколков использовались оптимальное количество делящегося вещества, тонкая подложка и детекторы с минимальными входными окошками. Экспериментально установлено, что энергетические потери в слое делящегося вещества, подложке и входном окне детектора в среднем составляли 1,0 МэВ, 1,5 МэВ, 1,0 МэВ соответственно. Энергетическое разрешение установки, применявшейся в работе, характеризуется величиной отношения пика к провалу $\sim 15:1$ в одномерном энергетическом спектре осколков при делении U^{235} тепловыми нейтронами.

Разрешение осколков по массам, как указывалось в работах [4,5], помимо энергетического разрешения зависит от величины "хвостов" в ампли-

тудных спектрах осколков. Этот факт служит, по-видимому основным препятствием для получения надежной информации о симметричных и других маловероятных способах деления. Причины возникновения "хвостов" в амплитудных распределениях импульсов и методы их устранения подробно обсуждались в работе [5]. При изготовлении детекторов для проведения настоящей работы применялись меры по устранению этих причин.

Поскольку измерения на быстрых и тепловых нейтронах проводились в одинаковых условиях, то о надежности данных, получаемых при делении U^{235} быстрыми нейтронами, можно судить по степени совпадения между собой распределений, получаемых при делении тепловыми нейтронами, и их соответствию данным, полученным в других работах. Все распределения, соответствующие делению U^{235} тепловыми нейтронами, полученные параллельно с измерениями на быстрых нейтронах, в пределах статистических ошибок совпадают между собой. Распределения масс осколков, их кинетической энергии и дисперсии кинетической энергии в зависимости от способа деления, полученные усреднением по всем сериям измерений на тепловых нейтронах, согласуются с соответствующими данными, полученными в работе [6] (см. Рис.2).

3). Точность измерения энергии осколков.

Точность измерения кинетической энергии осколков в значительной мере определяется стабильностью работы установки в процессе измерений. Экспериментальная проверка стабильности осуществлялась двумя методами. Во-первых, с помощью генератора стандартных сигналов с ртутным реле. Проверка показала, что в течение суток средний номер канала спектра импульсов с генератора сохраняется с точностью $\pm 0,1$ канала анализатора, что в шкале энергий соответствует величине ± 100 Кэв. Во-вторых, по энергетическим спектрам осколков при делении U^{235} тепловыми нейтронами, которые снимались периодически через час, в течение времени, примерно совпадающим с длительностью рабочих измерений ($\sim 1,5$ суток). Анализ результатов такой проверки показал, что средние номера каналов легкой и тяжелой группы осколков сохраняются в течение этого времени с точностью $\pm 0,1$ канала анализатора (± 100 Кэв). Однако реальный опыт отличается от такого идеализированного случая тем, что в процессе рабочих измерений полупроводниковые детекторы облучаются быстрыми нейтронами. Известно, что с увеличением дозы облучения полупроводниковый детектор, из-за накопления дефектов, меняет свои характеристики. В частности, уменьшается количество собираемых зарядов, ухудшается разрешение. В результате дополнительных исследований, проведенных в настоящей работе, установлено, что с ростом дозы облучения до величины $\sim 10^{12}$ нейтр/см² основные изменения в измеряемом энергетическом спектре осколков сводятся к тому, что происходит примерно линейный дрейф в сторону меньших энергий без заметного ухудшения разрешения. Уменьшение емкости компенсируется автоматом, стабилизирующим масштаб преобразования. Для каждой серии измерений, соответствующей опре-

деленной энергии быстрых нейтронов, как правило, использовались свежие счетчики. Поэтому интегральная доза нейтронного облучения детекторов в процессе измерений не превышала величины $\sim 5 \cdot 10^{11}$ нейтр/см² (это соответствует регистрации $\sim 10^5$ актов деления). При этом происходил дрейф спектра осколков в сторону меньших амплитуд примерно на 0,5 канала анализатора ($\Delta E_{др} \approx 0,5$ Мэв в шкале энергий). Однако, поскольку в работе применялся относительный метод измерений с использованием чередования измерений на быстрых и тепловых нейтронах, причем, число чередований, как правило, было меньше $n = 12$ на серию измерений, то неточность измерения средних энергетических характеристик, связанная с дрейфом спектра, повидимому, не превышала величины $\sigma = \frac{\Delta E_{др}}{n}$. При этом происходило небольшое увеличение дисперсии массовых и энергетических распределений осколков, которое значительно меньше дисперсии, обусловленной испусканием мгновенных нейтронов деления.

Неопределенности в измерении характеристик осколков в зависимости от их масс определяются, в основном, статистическими ошибками. Статистическая неопределенность в определении средних величин значительно меньше и для них имеет смысл определить полную ошибку. Так ошибка измерения средней кинетической энергии осколков $\Delta \bar{E}$ есть:

$$\Delta \bar{E} = (\sigma^2/N + \delta^2)^{1/2}$$

где N - число зарегистрированных актов деления,

$$\sigma^2 = \sigma_{дел}^2 + \sigma_{разр}^2 + \sigma_{стаб}^2 + \sigma_{обл}^2 + \sigma_{шепл}^2$$

$\sigma_{дел}^2$ - дисперсия, обусловленная самим процессом деления, $\sigma_{разр}^2$ - дисперсия, связанная с конечным разрешением прибора, $\sigma_{стаб}^2$ - дисперсия, вносимая автоматом стабилизации, $\sigma_{обл}^2$ - дисперсия, обусловленная облучением детекторов быстрыми нейтронами, $\sigma_{шепл}^2$ - поправка Шеппарда. Как правило, ошибка в измерении средней кинетической энергии не превышала величины ~ 100 Кэв.

Основным экспериментальным критерием точности измерения средней кинетической энергии осколков служила измеренная величина ΔE_c - добавка к

энергии осколков за счет движения центра инерции. С точностью до величины второго порядка малости

$$\Delta E_c = 2 \sqrt{\frac{E_L E_n}{A} \alpha (1-\alpha)} \cos \theta^*$$

где E_L - суммарная кинетическая энергия осколков, $\alpha = \frac{M_L}{A}$ и θ^* - угол между направлениями движения осколка и нейтрона, вызывающего деление. При измерении величина ΔE_c усредняется по массам, кинетическим энергиям и направлениям движения осколков. Для геометрии данной работы (см. Рис.1) разницу средних кинетических энергий легких (тяжелых) осколков, регистрируемых счетчиком X при делении быстрыми и тепловыми нейтронами, можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \bar{E}_L^\delta - \bar{E}_L^\tau &= \Delta \bar{E}_c' + \Delta \bar{E}_L \\ \bar{E}_n^\delta - \bar{E}_n^\tau &= \Delta \bar{E}_c'' + \Delta \bar{E}_n \end{aligned}$$

И для осколков, регистрируемых другим счетчиком:

$$\begin{aligned} \bar{E}_L^\delta - \bar{E}_L^\tau &= -\Delta \bar{E}_c' + \Delta \bar{E}_L \\ \bar{E}_n^\delta - \bar{E}_n^\tau &= -\Delta \bar{E}_c'' + \Delta \bar{E}_n \end{aligned}$$

где символы δ и τ означают деление быстрыми и тепловыми нейтронами, соответственно, \bar{E}_L и \bar{E}_n - средние энергии легкой и тяжелой группы осколков, соответственно. Эта система уравнений позволяет определить $\Delta \bar{E}_L$ и $\Delta \bar{E}_n$ и два независимых значения $\Delta \bar{E}_c$. В таблице I представлены полученные результаты. На Рис.3 показана зависимость $\Delta \bar{E}_c$ от $E_n^{1/2}$. В интервале $E_n = 0.6$ Мэв экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на прямую линию.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ

Импульсы, поступающие по каналам X и Y и соответствующие энергиям парных осколков, сортировались в памяти анализатора и представлялись в виде матрицы N_{ij} , где i - номер канала по оси X, j - номер канала по оси Y, N - число событий с координатами ij ($i=1,2,\dots,64$; $j=1,2,3,\dots,64$). Дальнейшая обработка осуществлялась на электронно-вычислительной машине N_{ij} преобразовывалась в новую матрицу $N(\mu, E_L)$, где $\mu = A \frac{E_n}{E_L}$ и $E_L = E_L + E_n$, $A = 236$. При определении i и j , соответствующих целым μ и E_L использовалась линейная интерполяция. Калибровка энергетической шкалы выполнялась по измерениям на тепловых нейтронах с учетом зависимости энергетического дефекта в полупроводниковых счетчиках от массы осколков [7]. Далее, полученные из матрицы $N(\mu, E_L)$ энергетические и массовые распределения осколков в зависимости от параметра μ приводились к виду, соответствующему осколкам до испускания мгновенных нейтронов деления, методом аналогичным изложенному в работе Шмита, Нейлера и Вальтера [6].

При обработке результатов, соответствующих делению U^{235} быстрыми нейтронами, предполагалось, что $\Delta V = V_0 - V_f$ распределяется между осколками пропорционально их массам. Сведения о V брались из атласа нейтронных сечений BNL-325. Данные о числе вторичных нейтронов в зависимости от массы осколков при делении U^{235} тепловыми нейтронами взяты из работы В.Ф. Апалина и др. [8].

В случае деления U^{235} нейтронами с энергией, при которой возможно предварительное испускание нейтронов (в нашем случае $E_n = 7$ Мэв и 15,5 Мэв), измеренные распределения представляют результат усреднения по нескольким делящимся ядрам и широкому интервалу энергий возбуждения. Поэтому в данной работе проводился анализ с целью выделения распределений, соответствующих реакциям (n, f). Измеренные распределения являются результатом наложения нескольких распределений.

$$Y(\mu) = \frac{1}{\sum \sigma_{fi}} \sum Y_i(\mu) \sigma_{fi}$$

$$\bar{E}_k(\mu) = \sum E_{ki}(\mu) \alpha_i$$

$$\sigma^2 E_k(\mu) = \sum \alpha_i \sigma_i^2 + \frac{1}{2} \sum \sum \alpha_i \alpha_j (E_i - E_j)^2$$

где $Y_i(\mu)$ - выходы осколков с массой μ , σ_{fi} - парциальные сечения деления, $\bar{E}_k(\mu)$ - средняя суммарная кинетическая энергия осколков с массами μ и $(A-\mu)$, $\sigma^2 E_k(\mu)$ - дисперсия распределения кинетической энергии для осколков с массами μ и $(A-\mu)$.

$$\lambda_i = \frac{\sigma_{fi} Y_i(\mu)}{\sum \sigma_{fi} Y_i(\mu)}$$

- число нейтронов, испущенное перед делением ядра. Искомыми величинами являются характеристики осколков делящегося ядра $U^{235}(l=0)$. Данные по парциальным сечениям были взяты из работ [9, 10]. Для вычисления средних энергий возбуждения соответствующих ядер после предварительного испускания нейтронов были использованы результаты, полученные в работе [9]. В качестве распределений, соответствующих делению оставшегося ядра U^{235} использовались данные работы [11], полученные при делении U^{235} быстрыми нейтронами. Распределения, являющиеся характеристиками делящегося ядра U^{235} определялись, как средние распределения при делении U^{235} и U^{235} нейтронами соответствующих энергий (наот. работа, [11]).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Основные цифровые данные, полученные в эксперименте, приведены в таблицах I, II, III, и IV.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.Г. Воробьев, П.П. Дьяченко, Б.Д. Кузьминов, М.З. Тараско. ЯФ, 4, 325, 1966.
2. П.П. Дьяченко, Б.Д. Кузьминов, В.Б. Михайлов, В.Ф. Семенов, В.И. Сенченко, А.Н. Утџников. препринт ФЭИ - 75.
3. П.П. Дьяченко, Б.Д. Кузьминов. ЯФ, (в печати).
4. П.П. Дьяченко, Б.Д. Кузьминов, М.В. Чукичев. ПТЭ, 5, 85, 1965.
5. П.П. Дьяченко, Б.Д. Кузьминов. *Physics and Chemistry of Fission. Intern. atomic energy Agency, VIENNA, 1965, VI, p 601.*
6. H.W. Shmitt, J.H. Neiler, F.J. Walter. *Phys. Rev.*, 141, 1146, 1966.
7. H.W. Shmitt, W.M. Gibson, J.H. Neiler, F.J. Walter. *Physics and Chemistry of Fission. Intern. atomic energy Agency, VIENNA, 1965, VI p 531.*
8. В.Ф. Апалин, Ю.И. Грицюк, И.Е. Кутиков, В.Е. Лебедев, Л.А. Микаэлян. ЯФ, 1, 539, 1965.
9. G.P. Ford, R.B. Leachman. *Phys. Rev.*, 137, B 826, 1965.
10. В.М. Панкратов, В.М. Струтинский. Атомная энергия, 14, 171, 1963.
11. В.И. Сенченко, М.З. Тараско, В.Б. Михайлов, Б.Д. Кузьминов. ЯФ, 5, 514, 1967.

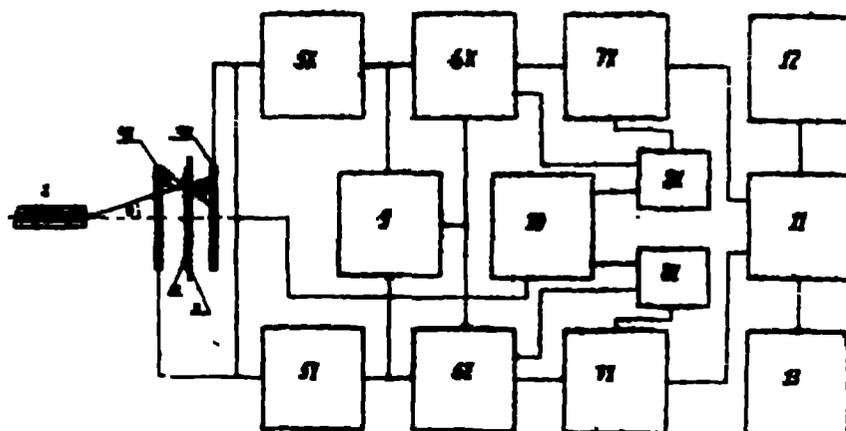


Рис.1. Блок - схема экспериментальной установки.

- 1 - мишень ускорителя, 2 - слой делимого вещества,
- 3 - пленка, 4 - полупроводниковые детекторы, 5 - усилители,
- 6 - аналого-цифровые преобразователи, 7 - кодировщики,
- 8 - интеграторы, 9 - схема совпадений, 10 - генератор стандартных импульсов, 11 - память анализатора,
- 12 - быстрая счетка, 13 - генератор.

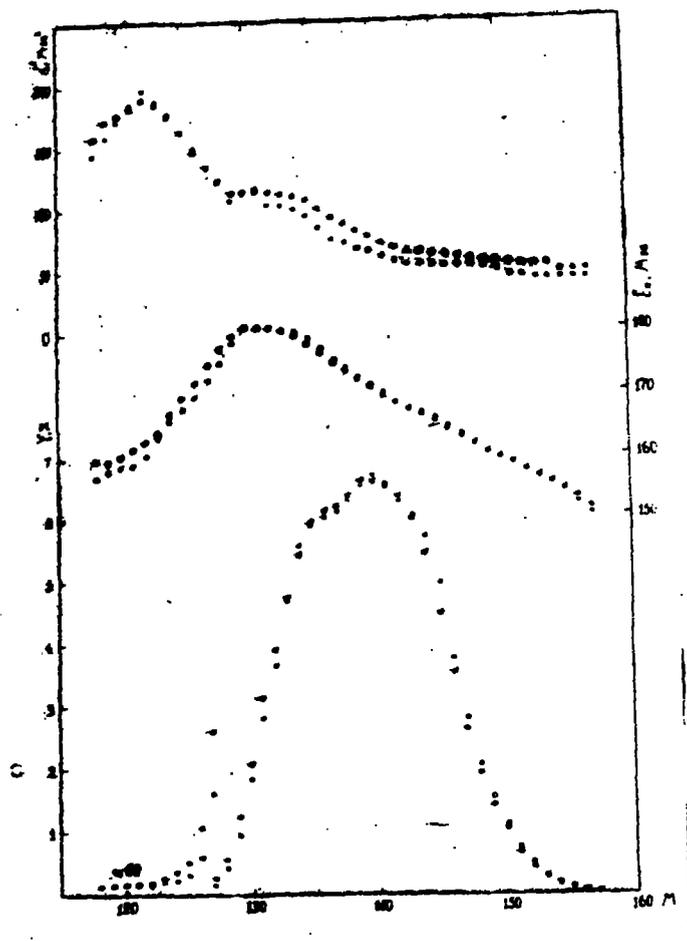


Рис.2. Распределения осколков по массам, кинетическим энергиям и дисперсии кинетической энергии при делении U^{235} тепловыми нейтронами.
● - настоящая работа, ○ - [6].

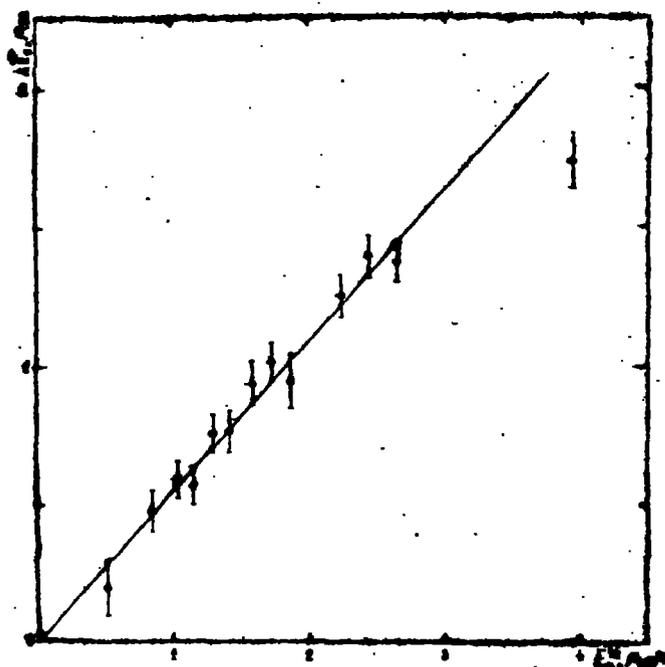


Рис. 3. Зависимость ΔE_{α} от $E_{\alpha}^{(0)}$.

Таблица I

Средние величины и дисперсии распределений энергий и масс осколков в зависимости от энергии нейтронов, вызывающих деление U^{235} .

$E_n, \text{МэВ}$	N	$\Delta \bar{E}_L$	$\Delta \bar{E}_H$	$\Delta \bar{E}'_c$	$\Delta \bar{E}''_c$	$\bar{E}_t, \text{МэВ}$	$\sigma^2(E),$ [МэВ] ²	M_H a.e.m.	$\sigma^2(M),$ [a.e.m.] ²
тепловые нейтроны	$1,2 \cdot 10^4$	—	—	—	—	172,22	119,8	139,14	28,86
0,28±0,05	$5,3 \cdot 10^4$	-0,139±0,06	0,160±0,07	0,165±0,06	0,237±0,07	172,31±0,07	121,1±0,6	138,98	29,90
0,73±0,06	$4,5 \cdot 10^4$	-0,027±0,08	0,197±0,10	0,483±0,08	0,475±0,10	172,49±0,07	119,5±1,1	139,00	29,67
1,08±0,05	$7,5 \cdot 10^4$	-0,074±0,06	0,094±0,07	0,580±0,06	0,601±0,07	172,37±0,06	120,0±0,6	139,05	30,78
1,38±0,06	$6,3 \cdot 10^4$	-0,127±0,06	0,154±0,07	0,592±0,06	0,607±0,07	172,41±0,06	119,1±0,7	138,97	30,93
1,69±0,06	$7,8 \cdot 10^4$	-0,166±0,06	0,232±0,07	0,789±0,06	0,736±0,07	172,45±0,06	123,0±0,6	138,93	29,88
2,02±0,07	$7,3 \cdot 10^4$	-0,250±0,06	-0,003±0,07	0,805±0,06	0,745±0,07	172,12±0,06	122,4±0,6	138,99	31,62
2,53±0,08	$5,0 \cdot 10^4$	-0,391±0,07	0,114±0,08	0,987±0,07	0,904±0,08	172,17±0,07	123,0±0,8	138,88	32,43
3,07±0,09	$7,7 \cdot 10^4$	-0,409±0,06	0,110±0,07	1,034±0,06	1,010±0,07	172,21±0,06	122,0±0,6	138,88	33,77
3,51±0,10	$3,7 \cdot 10^4$	-0,446±0,08	0,062±0,10	1,038±0,08	0,862±0,10	172,20±0,08	123,0±1,0	138,88	34,63
5,04±0,16	$5,5 \cdot 10^4$	-0,970±0,07	0,050±0,08	1,320±0,07	1,330±0,08	171,82±0,07	121,7±0,8	138,60	40,45
6,06±0,17	$9,7 \cdot 10^4$	-1,110±0,06	-0,040±0,07	1,420±0,06	1,330±0,07	171,72±0,06	124,1±0,5	138,64	40,71
7,04±0,19	$9,8 \cdot 10^4$	-0,830±0,06	0,040±0,07	1,400±0,06	1,300±0,07	171,82±0,06	124,7±0,5	138,34	41,49
15,50±1,00	$5,3 \cdot 10^4$	-3,078±0,07	-0,040±0,08	1,793±0,07	1,680±0,08	170,16±0,07	137,3±0,8	137,10	64,43

Таблица 2

Распределения по массам $Y(M)$, соответствующие осколкам до испускания мгновенных нейтронов деления для равных энергий бомбардирующих нейтронов.

M	$E_n, \text{МэВ}$													
	тепл. M-нн	0,28	0,73	1,08	1,33	1,69	2,02	2,53	3,07	3,51	5,04	6,06	7,04	15,50
157	0,028	0,033	0,035	0,036	0,034	0,048	0,031	0,054	0,045	0,057	0,055	0,065	0,042	0,080
156	0,057	0,055	0,066	0,059	0,077	0,085	0,068	0,096	0,083	0,087	0,101	0,114	0,089	0,180
155	0,098	0,087	0,111	0,112	0,129	0,132	0,121	0,169	0,151	0,148	0,169	0,187	0,211	0,140
154	0,163	0,153	0,185	0,190	0,187	0,213	0,200	0,251	0,231	0,241	0,256	0,288	0,314	0,350
153	0,265	0,261	0,288	0,304	0,282	0,337	0,328	0,340	0,356	0,400	0,389	0,435	0,434	0,400
152	0,410	0,409	0,441	0,474	0,462	0,498	0,475	0,488	0,540	0,604	0,577	0,620	0,625	0,600
151	0,640	0,644	0,665	0,708	0,689	0,722	0,691	0,726	0,780	0,825	0,822	0,864	0,875	0,980
150	0,987	0,970	1,017	1,050	0,991	1,053	1,031	1,070	1,112	1,119	1,176	1,192	1,204	1,460
149	1,399	1,355	1,384	1,387	1,391	1,447	1,447	1,477	1,497	1,569	1,589	1,585	1,624	1,710
148	1,979	1,907	1,899	1,939	1,972	1,985	1,991	2,056	2,057	2,121	2,076	2,126	2,205	1,930
147	2,620	2,532	2,521	2,561	2,520	2,556	2,645	2,614	2,638	2,648	2,618	2,657	2,697	2,220
146	3,513	3,452	3,386	3,337	3,345	3,329	3,440	3,335	3,367	3,366	3,315	3,312	3,285	2,230
145	4,499	4,407	4,259	4,242	4,217	4,128	4,256	4,078	4,157	4,048	3,862	3,954	3,765	2,200
144	5,402	5,212	5,097	5,135	5,051	4,891	5,118	4,902	4,829	4,685	4,576	4,649	4,326	3,180
143	5,993	5,763	5,637	5,847	5,659	5,562	5,777	5,386	5,351	5,325	5,139	5,189	4,697	2,830
142	6,312	6,064	6,121	6,245	6,134	5,958	6,042	5,835	5,778	5,916	5,636	5,581	5,250	3,140
141	6,502	6,303	6,466	6,334	6,347	6,190	6,232	6,099	6,005	6,251	5,892	5,860	5,591	3,360
140	6,600	6,484	6,561	6,407	6,416	6,357	6,376	6,297	6,223	6,283	6,001	6,017	5,606	3,410
139	6,560	6,557	6,528	6,519	6,499	6,397	6,431	6,439	6,466	6,337	6,163	6,049	5,657	3,680

- 357 -

Продолжение таблицы 2 .

138	6,410	6,410	6,426	6,470	6,550	6,352	6,380	6,456	6,406	6,253	6,156	6,016	5,762	3,670
137	6,223	6,167	6,247	6,415	6,402	6,276	6,240	6,300	6,210	6,066	5,990	5,948	5,810	3,740
136	6,039	6,001	6,071	6,194	6,071	6,106	6,047	5,984	6,050	5,846	5,821	5,784	5,774	3,930
135	5,824	5,871	5,937	5,826	5,684	5,862	5,806	5,757	5,772	5,621	5,584	5,550	5,606	3,900
134	5,430	5,577	5,550	5,418	5,383	5,462	5,387	5,402	5,276	5,268	5,175	5,204	5,149	3,980
133	4,791	5,033	4,931	4,833	4,872	4,952	4,738	4,823	4,770	4,712	4,713	4,715	4,726	3,940
132	3,905	4,183	4,103	3,986	4,132	4,216	4,035	4,084	4,150	4,083	4,167	4,088	4,228	4,010
131	3,041	3,332	3,308	3,215	3,380	3,406	3,226	3,387	3,536	3,510	3,547	3,514	3,754	4,260
130	2,013	2,273	2,185	2,204	2,360	2,328	2,258	2,328	2,559	2,549	2,676	2,643	2,956	4,170
129	1,172	1,317	1,364	1,303	1,363	1,455	1,424	1,563	1,556	1,580	1,937	1,827	2,185	4,360
128	0,561	0,601	0,618	0,614	0,657	0,759	0,746	0,875	0,808	0,840	1,236	1,165	1,490	3,860
127	0,259	0,270	0,278	0,285	0,315	0,370	0,381	0,458	0,427	0,545	0,769	0,741	1,008	3,370
126	0,111	0,125	0,122	0,126	0,138	0,166	0,184	0,243	0,227	0,273	0,454	0,459	0,666	2,830
125	0,059	0,065	0,062	0,069	0,077	0,095	0,106	0,154	0,140	0,164	0,310	0,320	0,476	2,170
124	0,036	0,034	0,035	0,042	0,049	0,062	0,072	0,107	0,096	0,119	0,235	0,248	0,369	2,060
123	0,025	0,022	0,026	0,030	0,035	0,046	0,053	0,077	0,072	0,097	0,183	0,202	0,296	1,930
122	0,019	0,016	0,021	0,020	0,023	0,037	0,050	0,059	0,054	0,080	0,161	0,169	0,263	1,770
121	0,017	0,015	0,016	0,017	0,023	0,036	0,045	0,057	0,049	0,070	0,155	0,165	0,251	1,840
120	0,015	0,014	0,012	0,016	0,025	0,033	0,037	0,057	0,052	0,065	0,144	0,163	0,242	2,040
119	0,013	0,014	0,012	0,015	0,027	0,030	0,034	0,057	0,061	0,065	0,128	0,163	0,234	2,030
118	0,012	0,014	0,011	0,013	0,028	0,029	0,042	0,057	0,064	0,064	0,117	0,178	0,243	2,050

Примечание. Распределения для $E_n = 7,04$ и $15,5$ Мэв соответствуют реакции (н \bar{f}).

Таблица 3

Зависимость средней суммарной кинетической энергии осколков $\bar{E}_k(M)$ от их массы перед испусканием мгновенных нейтронов деления для разных энергий бомбардирующих нейтронов.

M	$E_n, \text{МэВ}$													
	тепл. н-ны	0,28	0,73	1,08	1,33	1,69	2,02	2,53	3,07	3,51	5,04	6,06	7,04	15,50
157	151,19	150,78	152,78	153,14	153,55	151,93	154,09	150,77	153,59	154,29	154,66	154,44	155,70	158,00
156	153,11	150,42	154,34	153,64	154,58	152,59	154,93	152,97	155,09	153,55	155,54	154,38	156,90	158,50
155	154,43	152,74	155,05	154,78	155,39	154,59	156,02	156,13	155,49	154,04	156,63	154,88	156,91	159,00
154	155,67	155,78	155,33	155,75	155,75	156,88	157,23	157,67	156,91	155,88	157,90	156,60	157,76	159,64
153	156,48	157,11	156,59	156,85	156,64	157,52	157,35	158,02	158,06	157,68	158,77	157,73	158,38	160,57
152	157,59	157,70	158,24	157,61	158,39	158,34	158,11	158,56	158,97	159,00	159,77	158,51	159,29	161,38
151	158,66	158,54	159,02	158,78	159,57	159,31	159,64	159,40	159,73	159,96	160,30	159,58	160,21	161,59
150	159,65	159,67	160,02	160,21	160,32	160,23	160,44	160,74	160,42	160,57	160,95	160,84	161,26	162,08
149	160,65	160,68	160,69	161,12	160,97	161,23	161,16	161,96	161,27	161,44	161,79	161,71	162,31	162,27
148	161,91	161,79	161,89	162,13	162,26	162,27	162,16	162,88	162,37	162,47	162,78	162,76	163,33	163,90
147	163,00	162,72	162,95	163,16	163,35	163,18	163,31	163,49	163,33	163,34	163,75	163,62	163,83	164,51
146	164,33	164,06	164,16	164,43	164,47	164,38	164,57	164,67	164,33	164,39	164,75	164,54	164,51	165,07
145	165,56	165,32	165,56	165,51	165,55	165,48	165,71	165,49	165,32	165,49	165,55	165,67	165,58	164,09
144	166,61	166,51	166,78	166,59	166,88	166,45	166,72	166,50	166,45	166,73	166,60	166,62	166,70	165,49
143	167,59	167,31	167,70	167,58	167,82	167,59	167,69	167,68	167,58	167,79	167,64	167,57	167,65	166,68
142	168,65	168,56	168,86	168,74	168,80	168,89	168,72	169,10	168,84	168,89	168,75	168,76	168,78	167,71
141	169,86	169,83	170,03	169,89	170,07	170,07	169,93	170,00	170,09	170,07	169,93	169,91	170,02	167,22
140	171,23	171,09	171,29	171,21	171,42	171,37	171,25	171,02	171,23	171,31	171,07	171,11	171,28	167,94

139	172,53	172,42	172,52	172,71	172,59	172,57	172,53	172,38	172,42	172,51	172,27	172,24	172,43	168,58
138	173,78	173,74	173,79	173,84	173,66	173,87	173,68	173,64	173,58	173,65	173,36	173,42	173,64	168,80
137	175,11	175,11	175,14	174,95	174,98	175,21	174,85	174,77	174,78	174,88	174,55	174,62	174,82	168,66
136	176,67	176,49	176,65	176,36	176,36	176,59	176,25	176,06	176,16	176,20	175,75	175,81	175,82	168,14
135	178,18	177,88	178,05	177,85	177,69	177,76	177,46	177,37	177,47	177,41	176,72	176,93	176,74	167,64
134	179,54	179,52	179,59	179,29	179,09	179,15	178,55	178,54	178,80	178,80	177,69	177,89	177,64	168,16
133	180,31	180,26	180,65	180,38	179,94	180,10	179,41	179,38	179,80	179,78	178,36	178,51	178,12	169,95
132	180,76	180,44	181,00	180,96	180,71	180,97	180,26	180,06	180,42	180,28	178,93	178,93	178,52	169,96
131	180,88	180,86	181,31	181,23	181,26	181,38	180,41	180,64	180,55	180,67	179,23	179,04	178,71	169,02
130	180,82	181,49	181,14	181,27	180,77	181,10	180,29	180,29	180,47	180,70	178,84	178,81	178,62	169,04
129	179,66	180,16	180,19	180,21	180,22	180,08	178,99	179,25	179,34	179,37	178,02	178,01	177,74	170,09
128	177,49	178,09	177,99	178,05	178,65	178,59	176,56	177,10	177,77	177,72	176,29	176,29	176,07	168,26
127	174,94	175,72	175,52	175,89	176,27	176,66	174,33	174,84	174,94	176,11	173,69	173,57	174,29	167,21
126	172,07	173,34	172,37	173,38	173,55	174,09	172,24	172,13	171,93	171,75	171,59	170,63	171,61	167,04
125	169,84	171,21	172,45	171,40	170,86	169,54	169,34	169,98	169,91	169,57	170,16	168,95	169,30	166,34
124	167,21	167,36	171,70	169,34	168,49	166,44	166,28	167,49	168,11	168,23	168,52	167,37	167,12	165,21
123	164,21	161,27	167,20	167,31	167,43	163,28	164,36	164,48	166,72	166,28	166,68	165,69	165,37	164,32
122	162,56	155,77	163,51	165,52	166,44	162,30	169,77	161,97	165,21	162,84	164,49	164,19	164,37	164,12
121	161,50	157,33	162,28	162,73	164,97	162,74	161,97	160,75	164,21	161,97	162,93	163,46	163,30	164,22
120	160,38	157,57	164,09	160,19	162,89	161,68	161,03	159,29	163,85	161,99	162,45	162,69	162,52	164,29
119	159,52	155,55	166,41	158,69	161,16	159,45	160,79	157,77	163,84	162,20	162,62	162,23	162,20	164,34
118	159,67	155,21	161,89	157,91	161,61	159,33	163,34	156,99	163,00	161,27	163,27	162,01	161,95	164,75

Примечание. Распределения для $E_n = 7,04; 7,60; 15,5$ Мэв соответствуют реакции (n, f) .

Таблица 4

Зависимость дисперсии суммарной кинетической энергии осколков $\sigma^2(E_k)$ от их массы перед испусканием мгновенных нейтронов деления для разных энергий бомбардирующих нейтронов.

M	$E_n, \text{Мэв}$													
	А.с.т.	Темп. н-ны	0,28	0,73	1,08	1,33	1,69	2,02	2,53	3,07	3,51	5,04	6,06	7,04
157	46,2	57,5	37,0	51,3	20,3	52,8	22,2	48,9	81,4	36,5	27,1	40,6	54,2	34,3
156	46,1	73,9	31,6	39,8	37,3	58,8	29,7	63,8	67,3	63,7	38,5	56,8	58,3	36,5
155	46,1	67,6	36,5	43,4	47,3	60,4	35,6	71,3	60,8	75,3	64,3	55,5	51,2	40,8
154	51,6	56,0	43,7	48,8	45,4	64,7	36,5	68,5	56,6	69,2	61,9	58,5	70,5	44,8
153	51,4	49,9	50,8	53,9	40,7	71,4	44,6	63,4	50,9	58,3	66,5	61,1	71,8	44,5
152	51,5	50,4	56,1	58,5	48,4	60,5	48,8	64,7	50,9	60,8	73,7	62,2	65,2	48,8
151	53,1	50,7	55,9	60,7	49,9	57,7	51,4	64,1	53,9	62,1	70,6	62,2	68,2	53,7
150	53,6	51,8	57,7	58,6	55,3	56,5	54,2	64,8	59,4	60,5	67,7	60,7	74,0	59,4
149	54,8	49,9	54,4	55,7	57,7	57,9	56,8	66,9	59,3	56,5	71,5	64,1	79,3	67,1
148	57,5	51,6	52,4	55,2	56,3	58,3	62,4	66,6	60,7	58,9	69,9	65,0	83,5	74,3
147	58,9	53,9	54,9	57,4	58,9	57,8	61,9	67,5	61,4	62,9	67,8	66,8	83,1	80,5
146	60,6	56,3	57,5	60,8	59,1	58,8	62,4	68,6	60,9	63,6	72,3	68,9	81,8	103,3
145	62,0	58,2	58,4	61,1	59,5	61,7	63,2	65,7	61,1	64,1	72,3	73,1	83,5	101,6
144	62,8	61,3	59,9	60,7	63,6	63,9	65,7	70,1	62,8	65,9	75,3	73,3	64,5	98,7
143	63,8	59,4	60,1	61,0	63,9	64,4	63,9	71,9	63,7	66,3	75,9	75,4	91,8	113,0
142	66,6	64,5	63,1	63,9	66,3	65,6	69,3	74,4	65,1	69,2	79,3	78,8	93,6	127,9
141	71,1	67,9	65,8	68,3	69,6	67,7	75,0	78,3	69,7	72,6	83,7	83,2	94,9	129,4

Продолжение таблицы 4

140	76,0	71,5	70,4	72,8	73,6	71,0	76,7	80,9	73,3	75,0	87,1	87,7	100,9	123,8
139	80,5	74,6	75,4	77,7	79,1	75,7	81,6	86,3	78,9	79,5	91,7	92,3	109,0	120,8
138	86,0	79,1	80,6	81,4	80,0	82,8	83,8	92,7	83,3	84,8	95,8	97,0	114,5	127,4
137	92,5	84,4	84,8	85,5	85,4	88,4	91,7	95,2	86,8	88,5	100,8	103,2	121,7	138,0
136	98,9	90,9	89,8	93,6	94,1	94,7	98,6	99,5	92,4	94,6	105,0	108,1	139,5	132,8
135	105,2	101,2	97,9	99,0	97,9	97,8	106,1	109,1	97,8	98,2	114,4	113,8	138,3	116,8
134	109,2	105,6	102,9	103,6	102,2	103,7	110,4	114,4	104,6	105,0	117,8	122,7	146,0	111,6
133	111,2	108,2	107,8	103,9	106,6	106,9	114,2	119,5	107,2	107,5	123,5	127,9	149,4	142,0
132	112,9	107,8	109,4	111,5	107,9	111,5	117,9	119,6	111,4	113,4	129,0	131,2	157,7	156,7
131	115,3	108,9	113,1	113,9	112,9	115,2	120,9	124,3	115,3	118,9	128,3	135,1	166,1	166,5
130	112,3	116,9	110,5	112,7	116,2	118,6	127,5	129,1	120,9	122,5	136,1	146,8	169,8	181,8
129	112,3	112,2	112,2	112,9	109,1	126,1	117,1	143,1	115,7	133,2	135,1	142,3	170,1	175,1
128	121,8	110,6	124,7	112,6	113,7	132,9	114,4	150,6	116,6	139,5	137,3	147,2	182,3	164,9
127	132,6	112,3	128,8	122,2	128,6	137,5	120,2	139,4	117,4	129,4	141,9	150,8	172,8	157,1
126	146,8	113,0	129,9	126,6	139,0	152,7	131,6	163,3	122,6	148,5	154,0	161,1	167,3	159,0
125	162,4	130,9	133,9	129,3	133,9	179,8	153,9	161,7	139,0	151,1	151,8	163,1	172,7	152,3
124	176,4	246,3	190,4	106,5	137,3	220,6	137,1	196,5	139,5	141,1	135,2	140,1	173,2	142,7
123	184,1	362,1	190,4	135,1	166,8	197,5	169,7	200,1	146,5	182,2	126,6	133,7	131,7	134,8
122	189,0	371,1	194,7	134,8	166,2	192,9	167,7	198,4	145,5	179,3	125,2	132,9	128,0	126,2
121	182,3	247,0	231,1	103,2	156,2	140,6	143,6	166,7	133,6	144,3	108,9	123,4	117,5	124,3
120	176,1	273,3	194,2	106,4	106,4	143,5	113,3	129,6	120,4	117,9	100,3	112,2	107,8	120,7
119	171,0	341,8	157,2	152,8	94,4	147,9	84,4	153,9	104,2	130,4	100,7	108,3	107,2	116,1
118	158,5	491,9	125,9	131,6	100,4	125,8	84,3	191,3	105,7	152,7	107,5	118,8	122,0	115,9

- 362 -

Примечание. Распределения для $E_n = 7,04, 7,60$ и $15,5$ Мэв соответствуют реакции (n, f).

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ВЫХОДЫ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ
ДЕЛЕНИИ УРАНА-235 НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 18-21 МЭВ

Б.П.Максютенко, Р.Рамазанов, М.З.Тараско

Измерены относительные выходы запаздывающих нейтронов при делении урана-235 нейтронами с энергией 18,0; 19,0; 19,7; 20,3 и 20,5 Мэв. Эксперимент проводился на Ван-де-Граафе с использованием тритий-циркониевой мишени толщиной 15 мг/см² в реакции $T(d, n)He^4$. Результаты измерений (разложение кривой распада производилось при заданных значениях периодов полураспада) приведены в табл. I. На рис. I-2 они представлены вместе с ранее полученными (I) для той же области энергий и для области энергий нейтронов, вызывающих деление 5-8 Мэв (2). Видно, что в области ступеньки в сечении деления $n, 3nf$ также наблюдается некоторая структура в отношениях выходов, как и в переходной области, где начинает идти реакция n, nf . Для области энергий 18-21 Мэв изменение наступает приблизительно на 0,5-1,0 Мэв раньше начала ступеньки.

Таблица I

T/d сек	ОТНОШЕНИЕ ВЫХОДОВ
	$E_n = 18,0$ Мэв
55	I
24	2,153 + 0,060
15,5	1,874 + 0,085
5,2	3,11 + 0,13
2,2	6,94 + 0,27
	$E_n = 19,0$ Мэв
55	I
24	2,703 + 0,092
15,5	1,55 + 0,12
5,2	3,86 + 0,19
2,2	6,02 + 0,38
	$E_n = 19,7$ Мэв
55	I
24	2,816 + 0,076
15,5	1,94 + 0,11

Продолжение таблицы I

$T_{1/2}$ сек	ОТНОШЕНИЕ ВЫХОДОВ
5,2	3,208 + 0,063
2,2	7,349 + 0,033
	$E_n = 20,3$ МэВ
55	I
24	2,702 + 0,096
15,5	2,24 + 0,13
5,2	2,562 + 0,037
2,2	10,24 + 0,42
	$E_n = 20,5$ МэВ
55	I
24	3,116 + 0,087
15,5	1,655 + 0,080
5,2	3,69 + 0,14
2,2	6,02 + 0,27

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Максютенко Б.П., Рамазанов Р., Тараско М.З. Запаздывающие нейтроны при делении ядер нейтронами с энергией от 15 до 21 МэВ. Совещание экспертов по запаздывающим нейтронам. МАГАТЭ, Вена, 24-27 апреля. 1967 г.
2. Максютенко Б.П. Запаздывающие нейтроны от изотопов урана, тория-232 и плутония-239. Совещание экспертов по запаздывающим нейтронам. МАГАТЭ, Вена, 24-27 апреля 1967 г.

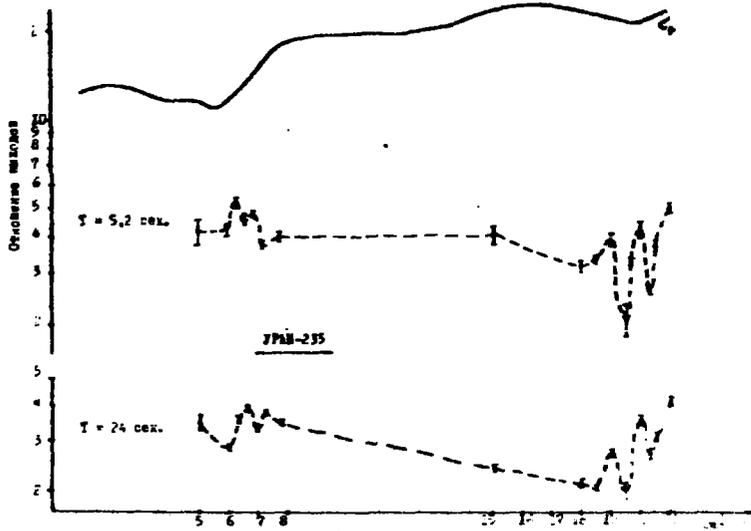


FIG. 1.

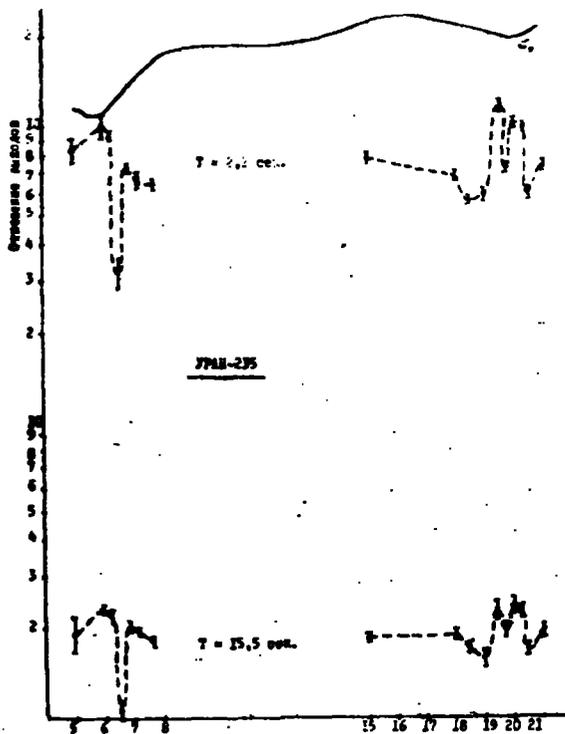


FIG. 2.

КВАЗИУСТОЙЧИВЫЕ СОСТОЯНИЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

П.Е. ВОРОТНИКОВ

В настоящее время принято считать, что деление четно-четных ядер-мишеней нейтронами с энергией порядка 10^5 - 10^6 эв идет через небольшое число каналов деления, расположенных в 100-500 кэв друг от друга и отличающихся внутренней структурой делящегося ядра /1/. Возбужденное компаунд-ядро совершает многократные колебания, во время которых энергия случайным образом перераспределяется между одночастичными и коллективными степенями свободы. В сравнительно редких случаях, когда энергия возбуждения E^* почти полностью концентрируется на колебательных степенях свободы, ядро на короткое время достигает довольно больших деформаций. Если энергия колебаний ниже так называемого барьера деления и максимально достижимая деформация меньше той, что соответствует неустойчивому равновесию ядра, деление все же может произойти туннельным путем. Допускается, что потенциальные барьеры деления для различных каналов могут отличаться, но вероятность деления для каждого канала является монотонно возрастающей функцией E^* .

В работах /2,3/ было показано, однако, что ниже барьера деления зависимость делительной ширины Γ_f от E^* для некоторых делящихся ядер представляет из себя ряд частично перекрывающихся максимумов, причем ход $\Gamma_f^k(E^*)$ для состояний компаунд-ядра с разной величиной внутреннего нуклонного момента $k=2$ заметно различен. Позднее, в работе /4/ было обращено внимание на большую разницу в делительных ширинах состояний, образовавшихся в результате захвата s - и p -нейтронов.

Максимумы $\Gamma_f^k(E^*)$ не могут быть объяснены проницаемостью потенциального барьера и, по-видимому, говорят с существенной роли, которую играют в процессе деления некоторые квазиустойчивые состояния делящегося ядра. Влияние этих квазиустойчивых состояний можно учесть, если предположить, что они имеют резонансный Брайт-Вигнеровский характер. В этом случае

$$\Gamma_{f_{набл}}^k(E^*) = \Gamma_{f_0}^k(E^*) \left[1 + \frac{\hbar}{\epsilon} \sum \frac{\Gamma_i}{(E^* - E_i) + i\hbar/4} \right] \quad (1)$$

откуда

$$\Gamma_{f_0}^k(E^*) = \Gamma_{f_{набл}}^k(E^*) \left\{ 1 + \frac{4\hbar}{\epsilon} \sum \Gamma_i^{-1} \left[1 + 4 \left(\frac{E^* - E_i}{\Gamma_i} \right)^2 \right]^{-1} \right\} \quad (2)$$

где $\Gamma_{f_0}^k$ - делительная ширина, отвечающая проницаемости барьера деления для

состояния с внутренним моментом k ; E_L и Γ_L - энергия и ширина l - это максимума; τ - эффективное время пребывания ядра около барьера в отсутствии квазиустойчивых состояний.

На рис.1 приведены $\Gamma_{f_{\text{обл}}}^k(E^*)$ для $k = 1/2^-$, $3/2^-$ и $5/2^-$, полученные при канальном анализе деления Th^{230} нейтронами /2/ и вычисленные из них $\Gamma_{f_0}^k(E^*)$ для нескольких значений τ . При расчете предполагалось, что кроме наблюдаемых максимумов вклад в $\Gamma_{f_{\text{обл}}}^k$ вносят также и другие, находящиеся выше и ниже исследованной области E^* . Практически заметное влияние оказывает лишь один максимум, лежащий ниже, и 2-3 вышерасположенных максимума. Значения E_L и Γ_L , использованные в расчете, показаны в верхней части рисунка.

В работах /2,3/ делительная ширина приведена в единицах $2/2\pi$. Для перехода к электронвольтам была использована зависимость $D_S(E^*)$, полученная из сравнения расстояний между уровнями D_S компаунд-ядер, возникающих при захвате S - нейтронов четно-четными изотопами Th , U , Pu и Cm /5/. Поскольку в любой модели предполагается сравнительно слабая зависимость от массового числа A , мы этой зависимостью пренебрегали и считали, что изменение D_S связано только с изменением E^* , возникающим из-за различия в энергиях связи нейтрона /6/. При E^* от 4,7 Мэв до 5,9 Мэв оказывается справедливым соотношение

$$D_S(E^*) = 5,5 \cdot 10^3 \text{эв} / \exp(E^*/9 \cdot 10^5 \text{эв}) \quad (3)$$

экстраполировавшееся, при необходимости, в область больших E^* . Это выражение, грубо говоря, соответствует модели ядра с постоянной температурой. Обычно в этой области A и E^* используют представление о ядре, как о вырожденном Ферми-газе, однако оно, как видно из рис.2, не согласуется с экспериментальными данными о $D_S(E^*)$. Так как деление происходит, в основном, после захвата p - и f - нейтронов, в качестве $D_{\text{эф}}$ бралось $D_S/2$.

Наиболее интересный результат учета вклада квазиустойчивых состояний состоит в том, что по мере уменьшения τ не только исчезают максимумы в Γ_f^k , но и происходит сближение различных $\Gamma_f^k(E^*)$. При $\tau < 3 \cdot 10^{-22}$ точки ложатся практически на одну линию, показывающую, что при одинаковой энергии возбуждения проницаемость потенциального барьера деления одинакова для разных k и различие связано только с квазиустойчивыми состояниями делящегося ядра. Отсутствие заметных отклонений $\Gamma_{f_0}^k(E^*)$ от экспоненты при наибольших значениях E^* говорит о том, что вершина барьера лежит, по крайней мере, на 200 кэв выше исследованной области E^* . Возможная разница в высотах барьеров ΔE_f^k , которая должна была бы проявиться в сдвиге кривых $\Gamma_{f_0}^k(E^*)$ не превышает ± 10 кэв. Кривизны барьеров, определенные по наклону $\Gamma_{f_0}^k(E^*)$

$$\hbar \omega_k = 2\pi \frac{dE^*}{d \ln \Gamma_{f_0}^k(E^*)} \quad (4)$$

постоянны с точностью ± 20 кэв.

Эти результаты находятся в довольно резком противоречии с существующими взглядами. В связи с этим подобный же расчет был проведен для случая деления нейтронами ядра U^{234} . Сведения о $\Gamma_{\text{нов}}^k(E^*)$ были взяты из работы /3/. Результаты расчета показаны на рис.3 и приводят к аналогичным выводам. Четкое отклонение от экспоненты позволяет определить барьер деления для отрицательных состояний U^{235} . Замечательно, что несколько выше барьера изменение угловых распределений осколков, т.е. влияние квазиустойчивых состояний прекращается. Небольшой рост сечения деления при $E_n \sim 1.8$ Мэв связан, видимо, с вкладом состояний положительной четности, для которых барьер деления выше примерно на 0,9 Мэв.

Весьма маловероятно, что столь хорошее совпадение делительных барьеров для различных состояний внутреннего возбуждения является случайным. По-видимому, $\Gamma_k^*(E^*)$ относится не к одному выделенному состоянию одночастичного возбуждения делящегося ядра, а является суммой таких одночастичных делительных ширин по большому числу состояний с одним и тем же K , но разной внутренней структурой ядра. Это, в свою очередь, означает, что либо расстояния между одночастичными уровнями много меньше экспериментального энергетического разрешения $\Delta E_n \leq 25$ кэв, либо ширина этих состояний много больше расстояния между ними. Первое предположение приводит к $D_{\text{вост}} \leq 2$ кэв. Насколько можно судить по данным об уровнях возбуждения четно-нечетных ядер /6/, это требует затраты энергии на возбуждение одночастичных состояний $E_{\text{част}} \geq 2$ Мэв, что трудно считать разумным. Во втором случае одночастичные состояния эффективно взаимодействуют и отдельных одночастичных состояний нет, существует лишь их весьма сложные комбинации. Такая картина также не согласуется с современными представлениями о ширинах и расстояниях между одночастичными уровнями. Однако, если, как это видно на рисунках, приходится принять в качестве характеристического интервала времени $\tau \approx 3 \cdot 10^{-22}$ сек, то об индивидуальных одночастичных состояниях трудно говорить, ибо такое τ соответствует энергетической неопределенности ≥ 2 Мэв. В обоих случаях $\Gamma_k^*(E^*)$ является произведением истинной проницаемости барьера деления на плотность делительных состояний. Предположив, что $\rho_{\text{дел}}(E^*)$ подобна $\rho_{\text{эф}}(E^*) = D_{\text{эф}}^{-1}(E^*)$ получим, что барьеры характеризуются $\hbar\omega_0 = 950 \pm 25$ кэв для Th^{231} и 820 ± 25 кэв для U^{235} . Высота барьера для U^{235} равна 6.09 ± 0.03 Мэв и его проницаемость, по-видимому, хорошо описывается известной формулой Уилера.

Указанное значение τ в общем не противоречит представлению о колебаниях делящегося ядра, так как период таких колебаний составляет $\tau \sim 3 \cdot 10^{-21}$ сек. Однако, у U^{234} известен S -нейтронный резонанс при $E_n = 5,2$ эв, делительная ширина которого составляет $(2,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$ эв /7/. Если сделать следующий шаг и попытаться объяснить различие в $\Gamma_{\text{нов}}^k$ для S и p -нейтронов только влиянием квазиустойчивых состояний, которые почему-либо не возбуждаются S -нейтронами, то получим $\tau \sim 10^{-22}$ сек. Эта величина сравнима с минимальным временем распространения возбуждения на расстояние порядка размеров ядра и делает картину колебаний ядерной капли весьма проблема-

тичной. Впрочем, это слишком серьезный вопрос, а распределение Γ_f для S - резонансов достаточно широко и делать какое-либо заключение на основании одного резонанса преждевременно. Поскольку в данном случае производится сравнение экспериментально определенной Γ_f для S - нейтронов и делительной ширины для p - нейтронов, рассчитанной с использованием некоторого конкретного выбора коэффициентов нейтронной проницаемости /2,3/, желательным было бы улучшить также наши знания о действительных параметрах оптической модели для исследуемой области A и E^* . Впрочем, грубо говоря,

$$\Gamma_f = \Gamma_n \frac{\sigma_f}{\sigma_c - \sigma_f} \quad (5)$$

где Γ_n - нейтронная ширина; σ_f и σ_c - сечения деления и образования составного ядра. Так как изменения коэффициентов проницаемости сказываются примерно одинаково на расчетных значениях Γ_n и σ_c и $\sigma_f \ll \sigma_c$, они, по-видимому, не приведут к серьезным изменениям Γ_f .

Отмеченные квазиустойчивые состояния позволяют, по-видимому, дать объяснение под- и оболочечных эффектов в делении тяжелых ядер, во многом альтернативное по отношению к надбарьерным одночастичным состояниям, предложенным О.Бором /1/. Различие между ними сводится к следующему. Во-первых, квазиустойчивые состояния расположены ниже барьера деления. Во-вторых, они связаны не с определенным одночастичным состоянием внутреннего возбуждения ядра, а включает в себя, вероятно, большое число таких состояний. В-третьих, квазиустойчивые состояния имеют резонансную, а не барьерную зависимость от E^* . Наконец, они сильно возбуждаются p - нейтронами и γ - лучами и, видимо, значительно слабее S - нейтронами. Эти состояния проявляются при делении ядер, различных по четности числа протонов и нейтронов, в виде максимумов и ступенек в сечении деления. Наиболее четко они заметны у относительно легких ядер - Th , Pa , U - и obscure при переходе к большим A /4/. Возможно, что необычно большая делительная ширина, обнаруженная при делении Pu^{238} мегаэлектронвольтовыми нейтронами /8/, объясняется именно влиянием квазиустойчивых состояний. Если Γ_c в этом случае оказываются сравнимыми с расстояниями между квазиустойчивыми состояниями, то максимумы σ_f сильно перекрываются и плохо заметны в сечении деления. Однако влияние квазиустойчивых состояний, как следует из формулы (1), приведет к существенному увеличению $\Gamma_{fнавл}$.

Недавно Струтинским было выдвинуто предположение о "двойном барьере" - двух максимумах потенциальной энергии ядра в функции деформации /9/. В этом случае можно было бы рассматривать обычные состояния компаунд-ядра как уровни основной потенциальной ямы, а квазиустойчивые состояния, проявляющиеся в делении, в качестве уровней второй ямы, возникающей при больших деформациях. При этом вероятность перехода из одной ямы в другую при E^* ниже расположенного между ними барьера определялась бы проницаемостью этого барьера и должна была бы сильно зависеть от E^* .

Так как Γ_c примерно на 5 порядков больше полной ширины распада

компаунд-ядра $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_f + \Gamma_r$, то, вероятно, квазустойчивые состояния многократно возникают и распадаются за время жизни делющегося ядра. Как видно из рисунков, зависимость $\Gamma_i(E^*)$ весьма похожа на поведение $\rho_{sp}(E^*) - \rho_{sp}^2(E^*)$. Замечательно, что Γ_i , относящиеся к разным k , ложатся на одну общую зависимость от E^* . Возможно, все это указывает на то, что времена жизни квазустойчивых состояний определяются их распадом на обычные уровни компаунд-ядра. Однако, если воспользоваться приведенными данными о $\rho_{sp}(E^*)$ и $\Gamma_i(E^*)$, то матричный элемент такого перехода оказывается равным $\sim I$ кэВ для $T_{1/2}^{231}$ и $T_{1/2}^{235}$, по-видимому, довольно слабо зависит от E^* .

В настоящее время было бы, вероятно, преждевременным пытаться полностью объяснить природу отмеченных квазустойчивых состояний. Возможно, они представляют из себя коллективные колебания компаунд-ядер, наиболее сильно сказывающиеся на делении ядер, лежащих в области перехода от сферических и статически деформированных. Если предположить, что наблюдаемые расстояния между квазустойчивыми состояниями отвечают расстояниям между уровнями соответствующего осцилляторного потенциала, то эти колебания можно отнести к октупольным колебаниям грушевидного типа. Как следует из распределения масс осколков, деформация такого типа играет важную роль в процессе деления ядер. Предположение об октупольном характере колебаний позволяет объяснить и наблюдаемое различие между делением ядер S - и p -нейтронами. Могут быть, впрочем, и другие объяснения и лишь дальнейшие исследования позволят сделать выбор. Представляли бы интерес, в частности, проявления квазустойчивых состояний в энергетических зависимостях таких характеристики деления как отношение масс осколков, кинетическая энергия осколков, число вторичных нейтронов деления и т.п.

В недавно опубликованной работе /10/ Ванденбом также произвел каналовой анализ деления нейтронами ядра U^{234} . Результаты этого анализа расходятся с нашим. Расхождение возникает из-за того, что автор работы /10/ игнорировал максимумы Γ , связанные с квазустойчивыми состояниями, и производил расчет на основе представлений о монотонном росте делительной ширины при увеличении энергии возбуждения ядра. Трудности, встреченные на этом пути, привели к некритическому воспроизведению результатов математического расчета. Так, например, автор позволяет величине λ_{ik} для различных каналов деления принимать произвольные значения, отличающиеся в 30-120 раз, причем минимальное $\lambda_{ik} \leq 12$ кэВ. Несмотря на привлечение трех каналов с шестью свободными параметрами удовлетворительного согласия с экспериментальными данными по сечению и угловому распределению осколков деления получить не удалось.

Приведенные результаты, по-видимому, говорят о важной роли квазустойчивых состояний в процессе деления ядер и заставляют пересмотреть содержание понятия "канал деления".

Автор выражает свою признательность Б.Т. Гейлиману и В.М. Струтинскому за ряд весьма полезных дискуссий.

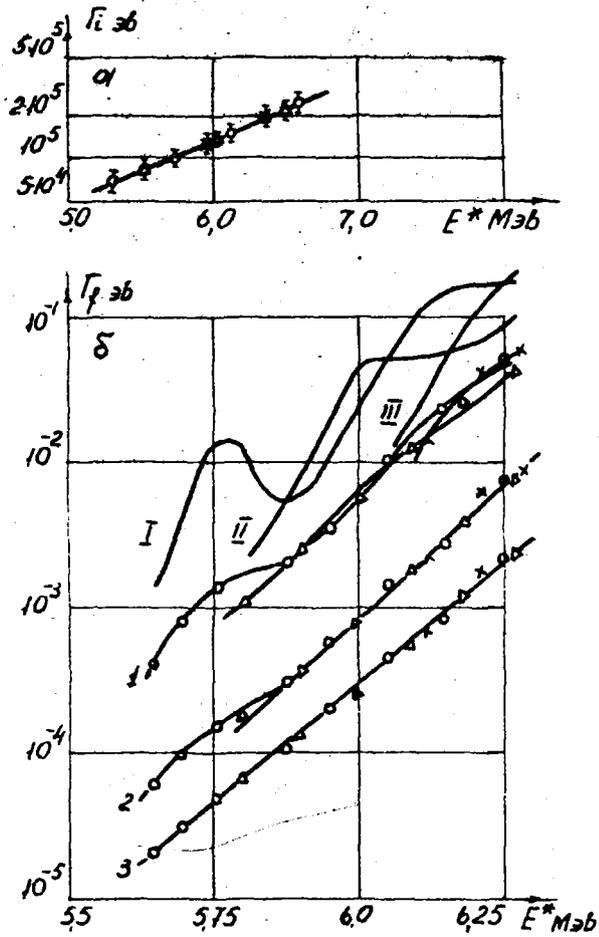


Рис. 1. Деление нейтронами Th^{230} .

α - зависимость Γ_{Σ} от энергии возбуждения.

δ - расчет $\Gamma_{f_0}^k(E^*)$;

$\Gamma_{f_{набл}}^k(E^*)$ по результатам каналового анализа [2]

I - $k = 1/2$; II - $k = 3/2$; III - $k = 5/2$

Вычисление $\Gamma_{f_0}^k(E^*)$

1 - $\tau = 3 \cdot 10^{-21}$ сек ; 2 - $\tau = 3 \cdot 10^{-22}$ сек ; 3 - $\tau = 10^{-22}$ сек

o - $k = 1/2$; Δ - $k = 3/2$; x - $k = 5/2$

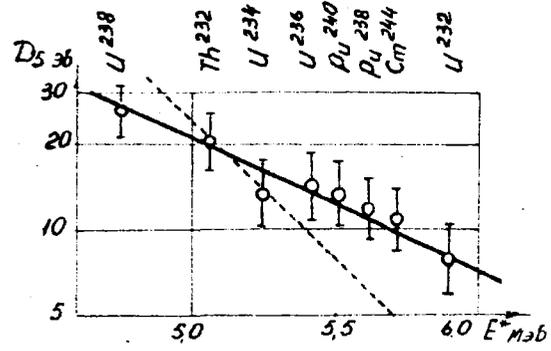


Рис. 2. Зависимость D_s от E^*
 ————— $D_s(E^*)$ использованная в расчете.
 - - - - - $D_s(E^*)$ по модели Ферми-газа, $\alpha = 28$.

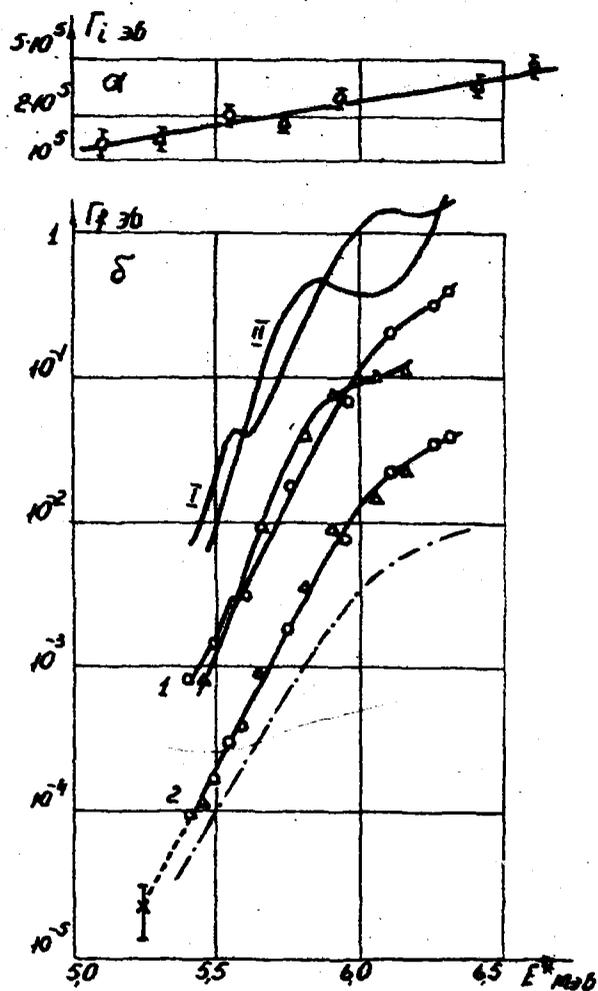


Рис. 3. Деление нейтронами U^{234} .

α - зависимость Γ_i от энергии возбуждения,

δ - расчет $\Gamma_{f_0}^k(E^*)$

— $\Gamma_{f_{\text{канал}}}^k(E^*)$ по результатам канального анализа [3]

I - $K = 1/2^-$; II - $K = 3/2^-$

— Вычисленные $\Gamma_{f_0}^k(E^*)$

I - $\tau = 10^{-21}$ сек; 2 - $\tau = 10^{-22}$ сек

o - $K = 1/2^-$; Δ - $K = 3/2^-$

--- Проницаемость барьера деления $\times 10^{-2}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. О. Бор и Б. Моттelson. ПСФ, I, 205, 1956.
2. П.Е.Воротников, С.М.Дубровина, Г.А.Отрощенко, В.А.Шигин. ЯФ, 5, 295, 1967.
3. П.Е.Воротников. ЯФ, 5, 583, 1967.
4. П.Е.Воротников. ЯФ 5, 1967.
5. *Neutron cross sections BNL-325 Suppl. 2. 1965.*
6. И.В.Гордеев, Д.А.Кардашев, А.В.Мальшев. Ядерно-физические константы, Госатомиздат, М, 1963.
7. *B.R. Leonard, R.H. Odium and Bull. Am. Phys Soc 6.8.1961*
8. П.Е.Воротников, С.М.Дубровина, Г.А.Отрощенко, В.А.Шигин. ЯФ, 3, 479, 1965.
9. В.М.Струтинский. *Nucl. Phys.* A, 95, 420, 1967.
10. *R. Vandenbosch Nucl. Phys.* A, 101, 460, 1967.

КЛАССИФИКАТОР ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

Т.В.Голашвили, Ю.П.Елагин, А.И.Марютина

Проблема хранения и поиска фактографической информации ставит вопрос о создании классификатора, который необходим для хранения данных в числовой форме в определенной системе и порядке. Классификатор представляет собой совокупность правил приписывания данным их индексов. Составление классификаторов приобретает большое практическое значение в связи с созданием Государственной службы стандартных и справочных данных [1].

В данной работе рассматриваются принципы классификации описаний ядерных реакций на основе теории множеств и комбинаторной методики.

Совокупность каких-либо объектов принимается за множество. Мы рассмотрим множество описаний всех ядерных реакций для данной субстанции (ядра, молекулы и т.п.), которое состоит из составных названий типа: угловое распределение протонов в реакции (p, p) с возбуждением I-го уровня как функция от энергии и состояния поляризации падающих протонов во втором интервале энергии падающих протонов. Обозначаем это множество буквой "Г". Каждый член этого множества характеризует как реакцию, так и способ ее описания. Различаются члены этого множества либо реакцией (при одинаковом способе описания - например, поляризация), либо способом описания (для одной и той же реакции) - например, поляризация и сечение, либо тем и другим. Рассматриваемое множество описаний ядерных реакций является **дистрибутивным**, т.к. каждый из его членов обязательно чем-либо отличается от любого другого члена этого же множества.

Мы придерживаемся метода профессора Московского университета Т.П.Ломтева о конструктивном построении смыслов имен с помощью комбинаторной методики [2], [3]. Комбинаторика имеет дело с изучением расположения элементов во множествах. Обычно число элементов во множестве конечно, а их расположение обусловлено определенными ограничительными условиями, вытекающими из исследуемой конкретной задачи [3].

Сохраняем предложенное логиками и математиками различие двух компонентов имени (имя обозначает предмет или явление) "значения" и "смысла". Согласно Фреге и Черчу, "значение" - это предмет, называемый именем, а "смысл" - это способ, которым задается данный семантический предмет. Мы задаем смысл семантического предмета при помощи дифференциальных элементов. Набор дифференциальных элементов, выделяющий предмет из множества, и будет смыслом имени. Так, если возьмем множество имен, обозначающих термины родства, отец, сын, тетка, мать и т.д., то смысл имени "отец" (по Ломтеву) определяется набором дифференциальных элементов IIII, а смысл имени "мать" определяется набором дифференциальных элементов 2III.

Смыслы этих двух имен (отец и мать) при тождестве дифференциальных элементов второго, третьего и четвертого разбиений отличаются лишь дифференциальными элементами первого разбиения, которые и служат различителями смысла.

Данный классификатор строится путем произведения в множестве "ч" разбиений, т.к. "всякая корректно построенная классификация должна представлять собой разбиения [4]. Исследование различных свойств предметов во множестве помогает выделить дифференциальные элементы. Ход составления классификатора заключается в том, что во множестве производятся разбиения каждый раз по какому-либо основанию. Множество "ч" описаний реакций для данной субстанции делим на 6 разбиений по 6 различным основаниям.

Для выделения смысла описаний ядерных реакций для данной субстанции мы предлагаем набор из 6 дифференциальных элементов. Но следует подчеркнуть, что возможно и большее или меньшее число разбиений множества "ч", а следовательно, и набор дифференциальных элементов может быть разный. Степень детализации определения зависит от назначения классификатора.

I. Первое разбиение проводится по способу описания реакции:

- 1 сечение,
- 2 угловое распределение,
- 3 энергетическое распределение,
- 4 параметры отдельных резонансов составного ядра,
- 5 статистическая информация о неразрешенных резонансах составного ядра,
- 6 поляризация,
- 7 порог реакции,
- 8 Величины типа $V, M,$

II. Второе разбиение делаем по типу вылетающих частиц:

- I ядерные реакции с вылетом X нейтронов,

- 2 ядерные реакции с вылетом $X\gamma$ квантов,
- 3 ядерные реакции с вылетом Xp ,
- 4 ядерные реакции с вылетом Xd
- 5 ядерные реакции с вылетом $X\alpha$
- 6 ядерные реакции с вылетом Xt

X может принимать значения от 0 до 4.

Во втором разбиении дается не только качественная характеристика вылетающих частиц, но и количественная оценка при помощи множителя X , который пробегает значения от 0 до 4. Если мы хотим записать, что реакция идет с вылетом 3 нейтронов, то в этом случае укажем, что $X = 3$.

Если же нам нужно указать, что вылетает частицы двух типов, то делаем это при помощи конъюнкции ($3\alpha \wedge n$).

Конъюнкцию будем применять там, где нужно объединить дифференциальные элементы одного разбиения.

III. Третье разбиение в нашем классификаторе мы делаем по типу вылетающих частиц:

- 1 реакции под действием нейтронов,
- 2 реакции под действием γ -квантов,
- 3 реакции под действием протонов,
- 4 реакции под действием дейтронов,
- 5 реакции под действием α -частиц,
- 6 реакции под действием тритонов,
- 7 реакции под действием тяжелых ионов.

IV. Основанием для четвертого разбиения множества "ч" служит состояние остаточного ядра:

- 1 основное состояние остаточного ядра,
- 2 возбужденное состояние с указанным уровнем возбужденного состояния,
- 3 $3-12$ с указанием уровня $i = 1-10$,
- 4 *continuum* (под *continuum* понимается та часть (n, n) реакции, которая идет с возбуждением уровней $ci > 10$),
- 5 переход в изомерное состояние.

У. Пятое разбиение характеризует реакции по энергии, при которой они проходят. Выделяем 3 характерных интервала энергии, которые будут отдельно указаны для нейтронов, протонов и других частиц:

- 1 интервал энергии № 1,
- 2 интервал энергии № 2,
- 3 интервал энергии № 3

(для нейтронов это могут быть тепловая, резонансная и быстрая области).

У1. Шестое разбиение характеризует описание реакции:

- 1 в зависимости от энергии падающей частицы,
- 2 в зависимости от состояния поляризации падающей частицы,
- 3 в зависимости от обеих характеристик сразу.

Классификатор ядерных реакций

№ разбиений	Множество, подлежащее разбиению	Основание, по которому проводится разбиение	Дифференциальные элементы
I	4	Способ описания реакции	1 сечение (интегральное по углу) 2 угловое распределение 3 энергетическое распределение 4 параметры отдельных резонансов составного ядра 5 статистическая информация неразрешенных резонансов составного ядра 6 поляризация 7 порог реакции 8 величины типа $\sigma_{\text{н}}$, $\sigma_{\text{ч}}$ и т.п.

II	ч	Тип вылетающих частиц	I ядерные реакции с вылетом нейтронов.
			2 -- -- -- $\chi \gamma$ квантов
			3 -- -- -- χ - протонов
			4 -- -- -- χ - дейтронов
			5 -- -- -- $\chi \alpha$ - частиц
			6 -- -- -- χ - тритонов

Note: χ может принимать значения от 0 до 4.

III	ч	Тип падающих частиц	I ядерные реакции под дейст.нейтронов
			2 ядр. реакц. под дейст. квантов
			3 -- -- -- -- протонов
			4 -- -- -- -- дейтронов
			5 -- -- -- -- частиц
			6 ядр. реакц. под дейст. - тритонов
			7 ядр. реакц. под дейст.тяжел. ионов

IV	ч	Состояние остаточного ядра	I основное состояние остаточного ядра
			2 возбужденное состояние остаточного ядра с неуказанным уровнем
			3 I-й возбужденный уровень
			4 2-й -- -- -- --
			5 3-й -- -- -- --
			6 4-й -- -- -- --
			7 5-й -- -- -- --
			8 6-й -- -- -- --
			9 7-й -- -- -- --
			10 8-й -- -- -- --
			II 9-й -- -- -- --
			12 10-й -- -- -- --
			13 <i>Continuum</i>
			14 переход в изомерное состояние

V	ч	Энергия, при которой происходит реакция	I интервал энергии № 1
			2 интервал энергии № 2
			3 интервал энергии № 3

VI	ч	Заданные характеристики падающих частиц	I в зависимости от энергии падающей частицы
			2 в зависимости от состояния поляризации падающей частицы
			3 в зависимости от обеих характеристик сразу

Таким образом, нами получен классификатор, содержащий всего 6 разбиений. Каждое из разбиений содержит от 2 до 14 дифференциальных элементов разного порядка. Для получения описания данной ядерной реакции нужно из каждого разбиения брать по одному элементу; полученный набор из 6 дифференциальных элементов и даст описание данной ядерной реакции.

Элементы одного разбиения отделяются от элементов другого разбиения при помощи точки, стоящей между ними.

Примеры: I.I.I.I.I. I упругое сечение (σ , σ) как функция энергии в I интервале энергии.

2.3.3.3.2 2 - угловое распределение протонов в реакции (p, p) с возбуждением I-го уровня как функция от энергии и состояния поляризации падающих протонов во втором интервале энергии падающих протонов.

Набор дифференциальных элементов, являющийся смыслом описания ядерной реакции, может быть использован и как цифровой код для ввода информации в электронно-вычислительную машину.

Общее число возможных комбинаций получаем путем последовательного перемножения числа всех дифференциальных элементов. Это число весьма велико и даже без учета возможной комбинации в разбиении 2, т.е. для реакции с вылетом лишь одной частицы, составляет $8 \times 6 \times 7 \times 14 \times 3 \times 3 = 42.336$. Совершенно очевидно, что для простого перечисления этих комбинаций нам потребовался бы сборник большого объема, классификатор же дает возможность, набрав нужный набор из 6 признаков, сразу получить однозначное описание данной реакции.

Данный классификатор не претендует на полноту, законченность и всеобъемлющий охват всего круга вопросов, связанных с классификацией, но объясняет и показывает на практике возможность использования комбинаторной методики для специализированных классификаций на примере классификации описаний ядерных реакций. Следует подчеркнуть, что классификатор обладает большой гибкостью, т.к. число дифференциальных элементов в каждом разбиении может быть легко увеличено, равно как и число разбиений.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И.И.Новиков, Т.В.Голанькил, В.С.Лутовинин. О некоторых путях организации ГСССД, "Измерительная техника", 1966, № 8.
2. Г.Д.Райзер. Комбинаторная математика, перевод с англ. языка, изд-во "Мир", 1966.
3. Т.П.Донгел. Конструктивное построение смыслов слов имен с помощью комбинаторной методики, "Филологические науки", 1964, № 2.
4. Ю.Д. Апресян. Идеи и методы современной структурной лингвистики, Изд-во "Просвещение", 1966.

ЧАСТЬ II

ФАКТОРНЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

ТАБЛИЦЫ СЕЧЕНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ И ДЕЛЕНИЯ УРАНА-233, УРАНА-235,
ПЛУТОНИЯ-239, ПЛУТОНИЯ-241, УСРЕДНЕННЫХ ПО СПЕКТРУ МАКСВЕЛЛА

Е.И. Бирзгал, Благославин П.П.

Использовалась аналитическая аппроксимация энергетической зависимости сечений, приведенная в [1] в след. форме:

$$\sqrt{E} \cdot \sigma(E) = \begin{cases} A + BE + CE^2 & E < q1\sigma \\ \frac{\alpha}{(E-E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + \frac{\beta(E-E_0)}{(E-E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + D + FE + GE^2 & q1\sigma < E < q2\sigma \end{cases}$$

Где E - энергия в электронвольтах, а константы $A, B, C, \alpha, E_0, \Gamma, \beta, D, F, G$ приведены в [1] для каждого из четырех изотопов ($U^{233}, U^{235}, Pu^{239}, Pu^{241}$) как для сечения поглощения $\sigma_a(E)$, так и сечения деления $\sigma_f(E)$. Сечения усреднялись по спектру Максвелла до некоторой граничной энергии (см. [2]). Поток тепловых нейтронов $\Phi(E)$, как известно, в случае Максвелловского спектра выражается следующим образом:

$$\Phi(E) = \text{const } E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$$

где T - температура нейтронов. Сечения, усредненные по спектру Максвелла, как функция температуры нейтронов и граничной энергии вычислялись по формуле:

$$\frac{\int_0^{E_c} \sigma(E) \Phi(E) dE}{\int_0^{E_c} \Phi(E) dE}$$

Усреднение сделано в полном соответствии со способом усреднения в [2],

где величина $\frac{E_c}{kT}$ обозначена " X_p ".

В нашем случае вычисления сделаны для след. значений величин $\frac{E_c}{kT}$: 4, 5, 6, 7, 8, 9. При этом температура нейтронов T , выраженная в градусах Кельвина, принималась равной 300, 400, 500, 600, 700, 800, 1000, 1200. Иногда бывает полезно представить $\bar{\sigma}(T, \frac{E_c}{kT})$ в виде:

$$\bar{\sigma}(T, \frac{E_c}{kT}) = \sigma(E_0) \frac{\sqrt{E_0}}{2} \sqrt{\frac{E_0}{kT}} f(T, \frac{E_c}{kT})$$

(Здесь E_0 - обычно равняется 0,0253 Эв).

Такое представление является определением величины f , как функции T и $\frac{E}{kT}$. Это определение находится в полном соответствии с определением f в [3]. Отклонение величины f от единицы характеризует степень отклонения хода сечения $\bar{c}(E)$ от закона " $\frac{1}{v}$ ".

Величины f приведены в таблицах наряду с \bar{c} , т.е. при тех же значениях T и $\frac{E}{kT}$.

Как \bar{c} так и f имеют индексы a и f , которые обозначают, как обычно, поглощение и деление. Таким образом данные таблицы являются уточнением и дополнением таблиц в [2] и [3]. Все вычисления производились на ЭВМ М-20 ИТЭФ.

Сечения, усредненные по спектру Максвелла и
фактор отклонения сечений поглощения и деления

U-233, U-235, Pu-239, Pu-241 от закона " $\frac{1}{v}$ "
U²³³ \bar{c}_{a, f_u}

$\frac{E_c}{kT}$	T, G_K	300	400	500	600	700	800	1000	1200
4	\bar{c}_a	527	434	363	308	263	223	162	114
	f_a	0,994	0,947	0,866	0,822	0,757	0,689	0,559	0,431
5	\bar{c}_a	505	414	345	291	246	207	147	99
	f_a	0,977	0,926	0,864	0,797	0,727	0,656	0,519	0,385
6	\bar{c}_a	494	405	336	282	236	199	139	
	f_a	0,969	0,917	0,853	0,784	0,713	0,640	0,499	
7	\bar{c}_a	490	400	332	278	234	196		
	f_a	0,966	0,913	0,847	0,777	0,705	0,631		
8	\bar{c}_a	488	399	330	277	232			
	f_a	0,964	0,911	0,845	0,774	0,702			
9	\bar{c}_a	487	398	330	276				
	f_a	0,963	0,910	0,844	0,773				

		U^{233}							
		G_f iff							
$\frac{E_c}{RT}$	$T, ^\circ K$	300	400	500	600	700	800	1000	1200
4	\bar{G}_f	484	416	371	338	314	294	266	245
	ff	0,996	0,991	0,987	0,987	0,989	0,992	1,001	1,009
5	\bar{G}_f	470	405	362	330	307	288	260	239
	ff	0,995	0,990	0,989	0,990	0,992	0,995	1,004	1,012
6	\bar{G}_f	464	400	357	327	303	284	257	
	ff	0,995	0,991	0,990	0,991	0,993	0,997	1,005	
7	\bar{G}_f	462	398	356	325	302	283		
	ff	0,995	0,991	0,990	0,991	0,994	0,997		
8	\bar{G}_f	461	397	355	324	301			
	ff	0,995	0,991	0,990	0,991	0,994			
9	\bar{G}_f	460	397	354	324				
	ff	0,995	0,992	0,991	0,992				

		U^{235}							
		G_a ifa							
$\frac{E_c}{RT}$	$T, ^\circ K$	300	400	500	600	700	800	1000	1200
4	\bar{G}_a	614	520	456	410	377	352	317	290
	fa	0,982	0,960	0,942	0,921	0,929	0,920	0,927	0,927
5	\bar{G}_a	596	504	443	400	369	345	308	280
	fa	0,979	0,957	0,940	0,930	0,927	0,926	0,924	0,920
6	\bar{G}_a	588	497	438	396	365	340	303	
	fa	0,977	0,955	0,940	0,933	0,928	0,926	0,921	
7	\bar{G}_a	584	494	436	394	363	338		
	fa	0,976	0,955	0,942	0,933	0,928	0,924		
8	\bar{G}_a	582	493	435	393	362			
	fa	0,976	0,956	0,942	0,933	0,927			
9	\bar{G}_a	582	493	434	393				
	fa	0,976	0,956	0,942	0,933				

U^{235} \bar{C}_f i_{ff}

$\frac{E_c}{RT}$	$T, ^\circ K$								
		300	400	500	600	700	800	1000	1200
4	\bar{C}_f	524	442	387	348	319	297	266	243
	i_{ff}	0,982	0,959	0,939	0,925	0,915	0,911	0,913	0,912
5	\bar{C}_f	508	429	376	339	312	291	259	235
	i_{ff}	0,978	0,955	0,937	0,925	0,919	0,916	0,911	0,905
6	\bar{C}_f	501	423	371	336	309	287	255	
	i_{ff}	0,976	0,954	0,937	0,926	0,920	0,916	0,909	
7	\bar{C}_f	497	421	370	334	307	285		
	i_{ff}	0,976	0,953	0,937	0,927	0,920	0,915		
8	\bar{C}_f	496	420	369	333	306			
	i_{ff}	0,975	0,953	0,938	0,927	0,919			
9	\bar{C}_f	496	419	368	333				
	i_{ff}	0,975	0,954	0,938	0,927				

Pu^{239} \bar{C}_a i_{fa}

$\frac{E_c}{RT}$	$T, ^\circ K$								
		300	400	500	600	700	800	1000	1200
4	\bar{C}_a	970	887	857	869	930	1078	1468	1628
	i_{fa}	1,046	1,106	1,196	1,326	1,533	1,902	2,893	3,512
5	\bar{C}_a	958	889	880	940	1096	1264	1464	1566
	i_{fa}	1,060	1,137	1,260	1,473	1,855	2,290	2,962	3,469
6	\bar{C}_a	955	897	915	1028	1157	1270	1439	
	i_{fa}	1,071	1,162	1,326	1,631	1,983	2,330	2,948	
7	\bar{C}_a	955	907	953	1052	1158	1262		
	i_{fa}	1,077	1,182	1,389	1,679	1,995	2,330		
8	\bar{C}_a	957	917	966	1052	1155			
	i_{fa}	1,081	1,199	1,412	1,684	1,995			
9	\bar{C}_a	958	925	968	1052				
	i_{fa}	1,084	1,210	1,416	1,685				

Pu^{239} \bar{E}_f i_{ff}

$\frac{E_c}{RT}$	T, °K								
		300	400	500	600	700	800	1000	1200
4	\bar{E}_f	704	634	599	594	627	718	948	1044
	i_{ff}	1,031	1,072	1,133	1,232	1,403	1,719	2,537	3,058
5	\bar{E}_f	692	629	610	639	730	828	946	1005
	i_{ff}	1,041	1,094	1,185	1,361	1,678	2,036	2,598	3,023
6	\bar{E}_f	688	633	632	693	766	832	930	
	i_{ff}	1,047	1,113	1,244	1,493	1,783	2,071	2,587	
7	\bar{E}_f	687	639	655	707	766	827		
	i_{ff}	1,052	1,130	1,296	1,532	1,793	2,071		
8	\bar{E}_f	688	646	663	707	765			
	i_{ff}	1,056	1,145	1,315	1,537	1,794			
9	\bar{E}_f	689	650	664	707				
	i_{ff}	1,058	1,154	1,319	1,538				

Pu^{241} \bar{E}_a i_{fa}

$\frac{E_c}{RT}$	T, °K								
		300	400	500	600	700	800	1000	1200
4	\bar{E}_a	1302	1151	1075	1057	1096	1165	1219	1195
	i_{fa}	1,017	1,039	1,086	1,169	1,309	1,490	1,741	1,869
5	\bar{E}_a	1276	1141	1091	1112	1151	1172	1172	1139
	i_{fa}	1,024	1,058	1,132	1,263	1,412	1,538	1,719	1,829
6	\bar{E}_a	1267	1145	1117	1131	1144	1153	1148	
	i_{fa}	1,029	1,075	1,174	1,300	1,421	1,532	1,704	
7	\bar{E}_a	1265	1154	1126	1127	1136	1143		
	i_{fa}	1,034	1,089	1,190	1,303	1,418	1,528		
8	\bar{E}_a	1266	1159	1125	1123	1131			
	i_{fa}	1,037	1,097	1,192	1,303	1,417			
9	\bar{E}_a	1267	1160	1124	1122				
	i_{fa}	1,039	1,099	1,192	1,302				

Pu^{241} \bar{C}_f iff

$\frac{E_c}{RT}$	$T, ^\circ K$	Pu^{241} \bar{C}_f iff							
		300	400	500	600	700	800	1000	1200
4	\bar{C}_f	954	856	806	795	821	867	896	872
	ff	1,028	1,066	1,123	1,212	1,352	1,527	1,764	1,880
5	\bar{C}_f	937	849	817	831	856	867	860	830
	ff	1,036	1,086	1,169	1,302	1,448	1,569	1,739	1,838
6	\bar{C}_f	931	852	834	843	850	853	842	
	ff	1,043	1,103	1,209	1,336	1,455	1,562	1,724	
7	\bar{C}_f	929	858	840	839	843	845		
	ff	1,047	1,117	1,223	1,338	1,452	1,557		
8	\bar{C}_f	930	861	839	837	840			
	ff	1,050	1,123	1,225	1,338	1,450			
9	\bar{C}_f	931	862	838	835				
	ff	1,052	1,126	1,225	1,337				

Л И Т Е Р А Т У Р А

- 1 Conf - 660303 Book 1,2 Physics Fed - 4500
Conference Neutron on cross sections technology March 22-24, 1966
Washington, D.C. Atomic energy commission United states of America
Division of Technical Information p. 985
Analytical descriptions of the sub-cadmium cross sections of U^{233} , U^{235} , Pu^{239} and Pu^{241}
- 2 И.В.Гордеев, Д.А.Кардашев, А.В.Мальшев
Ядерно-физические константы. Справочник. Госатомиздат, Москва 1963.
Стр. 480 (Приложение 7. Сечения, усредненные по спектру Максвелла).
- 3 А.Д.Галанин. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах.
Атомиздат, Москва, 1959, стр. 362.

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ УРАНА - 238 ПО ПРОГРАММЕ УРАН

Д.П.Абагян, М.Н.Макозаев, Л.В.Петрова

Анализ результатов расчета резонансных сечений по программе УРАН [1] привел нас к необходимости несколько усовершенствовать программу. Внесенные в нее изменения позволили существенно повысить точность вычислений.

В настоящей работе описывается модифицированный алгоритм вычислений различных сечений, коэффициентов блокировок и функций пропускания, дается текст измененной программы на языке АЛГОЛ и приводятся примеры, демонстрирующие повышение точности расчетов, обусловленное этими изменениями.

Приводятся результаты расчета сечений урана -238 в области разрешенных резонансов. Даны средние - групповые сечения и факторы резонансной самоэкранировки.

ВЕЛИЧИНЫ, ВЫЧИСЛЯЕМЫЕ ПРОГРАММОЙ *)

I. Выбор расчетных точек по энергии

Вначале программа определяет границы резонанса E_1 и E_2 , если они не совпадают с границами группы E_n и E_v .

$$E_1 = \frac{E_{0,i} \Gamma_{i-1} \nu_{i-1} + E_{0,i+1} \Gamma_i \nu_i}{\Gamma_i \nu_i + \Gamma_{i-1} \nu_{i-1}}; \quad (I)$$

$$E_2 = \frac{E_{0,i} \Gamma_i \nu_i + E_{0,i+1} \Gamma_{i+1} \nu_{i+1}}{\Gamma_{i+1} \nu_{i+1} + \Gamma_i \nu_i}$$

Расчет начинается с максимума резонанса и проводится сначала в сторону уменьшения энергии (левое крыло), а затем в сторону увеличения энергии (правое крыло). Сначала шаг dE выбирается равным $F/8$, а затем удваивается при условии, что полное сечение в двух соседних точках отличается меньше, чем на 10% [1]. Однако такой выбор точек не позволяет достаточно подробно описать резонансную кривую для случаев, когда слева от нижней границы группы близко расположен резонанс.

На рис. 1 приводится ход сечения урана - 238 в 19 группе. Повышение сечения у энергии $E_n = 21,5$ эв связано с влиянием резонанса $E_0 = 21$ эв. Точки, рассчитанные по программе [1] в области около E_n , изображены крестиками.

*) Смысл используемых здесь символов указан в разделе "Описание идентификаторов".

Из рисунка ясно, что такая точность выбора расчетных точек недостаточна для того, чтобы с приемлемой точностью проинтегрировать кривую методом трапеций, как это предусмотрено программой. Поэтому программа была изменена таким образом, что удвоение шага происходит до тех пор, пока ΔE не превышает 3Γ . Но так как для узких резонансов количество точек при таком шаге может быть неоправданно велико, было наложено дополнительное условие чтобы количество точек по одной ветви не превышало ста. Такой выбор точек позволяет получить достаточно подробное описание кривой (рис.1), изображенной сплошной линией. Черными точками изображены экспериментальные значения полного сечения [2].

2. Энергетическая зависимость сечений.

$$\sigma_c(E) = \sum_{j=i-n}^{i+n} \sigma_{mj} \psi_{j,k} \frac{\Gamma_j - \Gamma_{nr}}{\Gamma_r^*} ; \quad (2)$$

$$\sigma_z(E) = \sigma_p + \sum_{j=i-n}^{i+n} \sigma_{mj} \cdot [\psi_{j,k} \cdot \cos 2\varphi_{j,k} + \chi_{j,k} \cdot \sin 2\varphi_{j,k}] ; \quad (3)$$

где

$$\sigma_{mi} = \frac{2.61 \cdot 10^6}{E} \left(1 + \frac{1}{A}\right)^2 g_i \cdot \theta_i \frac{\Gamma_{ni}^*}{\Gamma_i^*} \quad (4)$$

Множитель $(1 + \frac{1}{A})^2$ осуществляет перевод χ из системы центра инерции в лабораторную систему координат. Звездочки у Γ_n и Γ означают, что эти величины рассматриваются как функции энергии.

$$\Gamma_{ni}^* = \Gamma_{ni} \cdot \sqrt{\frac{E_k}{|E_{oi}|}} \quad (5)$$

$$\Gamma_i^* = \Gamma_i - \Gamma_{ni} - \Gamma_{ni}^*$$

Функции формы резонансной линии $\psi_{j,k}$ и $\chi_{j,k}$ вычисляются для аргументов

$$\alpha = \frac{E_k - E_{oj}}{\Gamma_j^*} ; \quad \xi = 53.843 \cdot \Gamma_j^* \sqrt{\frac{A_j H}{T \cdot E_k}} ; \quad (6)$$

Эти функции представляют собой действительную и мнимую часть интеграла вероятности от комплексного аргумента $\alpha + i\xi$.

В программе [I] каждый резонанс интерферировал с потенциальным сечением рассеяния, соответствующим данному спину. Если уровни изолированы, то это соответствует действительности. Однако, если уровни расположены настолько близко, что происходит наложение одного интерференционного минимума на другой, так считать нельзя, надо учитывать межрезонансную интерференцию. Поэтому расчет по программе [I] приводил к отрицательным сечениям в области общего интерференционного минимума близко расположенных резонансов. Внесенные в программу [I] изменения позволили приближенно учесть межрезонансную интер-

ференцию и тем самым избежать получения отрицательных сечений. Сделано это так: каждый раз в интервале $E_1 + E_2$ считается вклад в полное сечение от всех соседних резонансов со спином, равным спину рассматриваемого i -го резонанса ($2m_i$). Далее считается, что i -ый резонанс интерферирует лишь с этим суммарным вкладом, что и позволяет учесть влияние соседних уровней на интерференцию данного. Таким образом, в модифицированной программе фаза интерференции $\varphi_{i,k}$ существенно зависит от энергии и вычисляется исходя из соотношения:

$$(1 - \cos 2\varphi_{i,k}) = f_i \cdot i_i = \frac{2 \cdot g_i \cdot \sigma_i \cdot E_k \cdot \sigma_{p, in, i}}{2.54 \cdot 10^6 (1 + 1/A_i)^2} \cdot \left(\frac{\sigma_{p, in, i} + \sin 1}{\sigma_{p, in, i}} \right) \quad (7)$$

В результате использованного приближения на границах E_1 и E_2 между областями отдельных резонансов величина полного сечения и сечения рассеяния претерпевает скачок, величина которого однако невелика (не более 1-2% от σ_+);

Опыт расчетов сечений показал, что число резонансов, вклад которых в данный резонанс существенен, не превышает десяти. Поэтому в настоящей программе в отличие от [1] (см. формулы (2) и (3)) число соседних резонансов, учитываемых справа и слева от рассматриваемого, ограничено десятью с каждой стороны. Для первых резонансов (если параметры "отрицательных" уровней неизвестны, число учитываемых соседних резонансов при положительных энергиях приходится подбирать эмпирически так, чтобы удовлетворительно описать экспериментальные данные в рассматриваемой области энергий. На рис. 2 приводится ход сечения первого резонанса U^{238} в зависимости от числа учтенных справа резонансов. В данном случае экспериментальные точки удается хорошо описать при учете пяти "положительных" резонансов. В случае, когда учет влияния одних только "положительных" резонансов не позволяет описать экспериментальные данные, оставшиеся расхождения должны использоваться для оценки параметров "отрицательного" резонанса (или резонансов).

3. Вычисление усредненных по энергетической группе величин.

а) неблокированных сечений:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_t \rangle &= A_t = \frac{1}{\Delta U} \int_{\Delta U} \sigma_i E^2 dE = \frac{1}{\Delta U} \sum_{i=N_1}^{N_2} \sum_{k=N_1}^{2m_i-1} (\sigma_i [E_k] E_k^2 + \sigma_i [E_{k+1}] E_{k+1}^2) \cdot \frac{dE_k}{2} \\ \langle \sigma_c \rangle &= A_c = \frac{1}{\Delta U} \int_{\Delta U} \sigma_c E^2 dE = \frac{1}{\Delta U} \sum_{i=N_1}^{N_2} \sum_{k=N_1}^{2m_i-1} (\sigma_c [E_k] E_k^2 + \sigma_c [E_{k+1}] E_{k+1}^2) \cdot \frac{dE_k}{2} \\ \langle \sigma_e \rangle &= A_e = \frac{1}{\Delta U} \int_{\Delta U} \sigma_e E^2 dE = \frac{1}{\Delta U} \sum_{i=N_1}^{N_2} \sum_{k=N_1}^{2m_i-1} [(\sigma_i [E_k] - \sigma_c [E_k]) E_k^2 + (\sigma_i [E_{k+1}] - \sigma_c [E_{k+1}]) E_{k+1}^2] \cdot \frac{dE_k}{2} \end{aligned} \quad (8)$$

б) резонансных интегралов:

$$\begin{aligned} J_e^0 &= A_{vc} \cdot \Delta U = \sum_{i=N_1}^{N_2} \frac{\pi}{2} \frac{\sigma_{mi} \cdot \Gamma_i}{|E_{oi}|} \\ J_e^r &= A_{vc} \cdot \Delta U = \sum_{i=N_1}^{N_2} \frac{\pi}{2} \frac{\sigma_{mi} (\Gamma_i - \Gamma_{oi})}{|E_{oi}|} \end{aligned} \quad (9)$$

в) блокированных сечений и коэффициентов блокировок. Интегрирование проводится аналогично тому, как это показано в формулах (8)

$$\begin{aligned} \langle \sigma_c^{s_1} \rangle &= \left\langle \frac{\sigma_c}{\sigma_t + \sigma_o} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_o} \right\rangle ; \\ \langle \sigma_o^{s_1} \rangle &= \left\langle \frac{\sigma_o}{\sigma_t + \sigma_o} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_o} \right\rangle ; \\ \langle \sigma_{e2}^{s_1} \rangle &= \left\langle \frac{\sigma_o}{(\sigma_t + \sigma_o)^2} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_o)^2} \right\rangle ; \\ \langle \sigma_{t2}^{s_1} \rangle &= \left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_o} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_o)^2} \right\rangle - \sigma_o ; \end{aligned} \quad (10)$$

$$f_c = \frac{\langle \sigma_c^{s_1} \rangle}{\langle \sigma_c \rangle} ; \quad f_t = \frac{\langle \sigma_t^{s_1} \rangle}{\langle \sigma_t \rangle} ;$$

$$f_e = \frac{\langle \sigma_e^{s_1} \rangle}{\langle \sigma_e \rangle} ; \quad f_{e2} = \frac{\langle \sigma_{e2}^{s_1} \rangle}{\langle \sigma_e \rangle} ;$$

г) функций пропускания.

$$\begin{aligned} T_t &= \int_{\Delta u} e^{-\sigma_t(E)Z} E^2 dE = \sum_{l=N_1}^{N_2} \sum_{k=K_1}^{K_2-1} \left(e^{-\sigma_t[E_k]Z} E_k^2 + e^{-\sigma_t[E_{k+1}]Z} E_{k+1}^2 \right) \frac{dE_k}{2} \\ T_c &= \int_{\Delta u} \sigma_c e^{-\sigma_c(E)Z} E^2 dE = \sum_{l=N_1}^{N_2} \sum_{k=K_1}^{K_2-1} \left(\sigma_c[E_k] e^{-\sigma_c[E_k]Z} E_k^2 + \sigma_c[E_{k+1}] e^{-\sigma_c[E_{k+1}]Z} E_{k+1}^2 \right) \frac{dE_k}{2} \quad (II) \\ T_e &= \int_{\Delta u} (\sigma_t - \sigma_c) e^{-\sigma_c(E)Z} E^2 dE = \sum_{l=N_1}^{N_2} \sum_{k=K_1}^{K_2-1} \left[(\sigma_t[E_k] - \sigma_c[E_k]) e^{-\sigma_c[E_k]Z} E_k^2 + \right. \\ &\quad \left. + (\sigma_t[E_{k+1}] - \sigma_c[E_{k+1}]) e^{-\sigma_c[E_{k+1}]Z} E_{k+1}^2 \right] \frac{dE_k}{2} ; \end{aligned}$$

В заключение приводятся результаты расчетов сечений U²³⁸. Резонансные параметры U²³⁸ были взяты в основном из работы [2].

Расчитанное полное сечение в зависимости от энергии сравнивалось с экспериментальными кривыми из *BNL - 325* [2].

Это сравнение позволило внести некоторые поправки в резонансные параметры U^{238} , которые приводятся в таблице I. Те уровни, которые совершенно не подтвердились более поздними измерениями и не видны на кривых полного сечения в зависимости от энергии, не учитывались. Параметры некоторых уровней пришлось несколько изменить для лучшего описания кривых полного сечения. И, наконец, в области выше I кэВ пришлось дописать ряд уровней, которые были пропущены в связи с ухудшением разрешения в этой области энергий. При этом мы исходили не только из измерений полного сечения, но и частично из измерений сечения захвата на U^{238} до двух кэВ, полученных для 3-х образцов в работе [3]. Эти кривые позволили определить месторасположение некоторых слабых резонансов, которые плохо отображены на кривых полного сечения. При расчете сечения U^{238} приняли сечение потенциального рассеяния $\sigma_p = \pi$ барн;

$\bar{\Gamma}_r = 24,6$ мэ для всех резонансов, у которых Γ_r - неизвестно; $\gamma = -1$. Результаты окончательного расчета $\sigma_t(E)$ для 300°K по программе УРАН приводятся на рис.3 (пунктирная линия). Из рисунка видно хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными. Там, где пунктирная кривая не приводится, она совпадает с кривой, проведенной в *BNL - 325* [2]. Однако сечение в области 200 - 500 эВ систематически занижено на величину ~ 1 барна, хотя при том же потенциальном сечении ниже и выше указанной области такого расхождения не наблюдается. В то же время указанное расхождение трудно объяснить неточностями сделанного расчета. При этом следует отметить, что в области 400-500 эВ расчет хорошо согласуется с данными работы [4], полученными с худшим разрешением, однако в межрезонансной области ухудшение разрешения не может приводить к систематической погрешности результатов измерений. Точность же результатов при низком разрешении может быть получена более высокой. Из всех рассмотренных уровней U^{238} использованная модель не позволила описать лишь два близко расположенных резонанса при энергиях 1968.66 эВ и 1974.65 эВ. Возможность описания экспериментального хода полного сечения в этой области с помощью более точной модели не исследовалась.

Во всей области энергий расчетные значения сечения в максимуме резонанса выше, а в минимуме ниже приведенных экспериментальных значений (особенно в области высоких энергий). Это объясняется тем, что экспериментальные значения сечений усреднены по функции разрешения, ширина которой с энергией увеличивается. В таблицах II, III приводятся окончательные результаты расчета среднегрупповых сечений и коэффициентов блокировок в 26-ти групповом разбиении [5].

ОПИСАНИЕ ИДЕНТИФИКАТОРОВ

- E_1, E_2 - нижняя и верхняя границы интегрирования i -го резонанса по энергии;
- E_n, E_r - нижняя и верхняя границы рассматриваемой группы; $\Delta u = \ln(E_r/E_n)$;
- dE - шаг по энергии, используется при получении среднегрупповых сечений;
- del - шаг по энергии при выборе расчетных точек для энергетической зависимости сечений;

- A_1, A_2, A_3 - среднегрупповые значения сечений: полного ($\bar{\sigma}_0$), захвата ($\bar{\sigma}_c$) и рассеяния ($\bar{\sigma}_r$);
- A_{0i} - резонансный интеграл полного сечения в группе без учета потенциального рассеяния;
- A_{0c} - резонансный интеграл захвата в группе;
- Q - признак: при $Q < 0$ производится расчет сечений слева от максимума, а при $Q > 0$ справа от него;
- Z - характеристика стандартного спектра, этот спектр пропорционален E^2 ;
- z_p - сечение потенциального рассеяния (σ_p);
- Ex_1, Ex_2 - идентификаторы, используемые при расчете функций пропускания;
- l_p - средняя длина свободного пробега в данной группе;
- z_0 - плотность ядер;
- sum_1, sum_2 - вклады в резонансную часть полного сечения j -ых резонансов, интерферирующих (sum_1) и не интерферирующих (sum_2) с i -тым резонансом;
- sum - вклады j -ых резонансов в сечение захвата i -го резонанса;
- ψ_i, χ_i - функция доплеровского уширения резонансов (ψ и χ);
- ψ_{ii}, χ_{ii} - функции доплеровского уширения для i -го резонанса (ψ_i, χ_i);
- Γ_i - полная ширина резонанса при данной энергии (Γ_i^*);
- x, x_i - аргументы функций $\psi(x, s)$ и $\chi(x, s)$;
- $U, h, H, H_1, H_2, alt, bet$ - идентификаторы, используемые при расчете функций ψ и χ ;
- f_{i1} - идентификатор, характеризующий интерференцию резонансного и потенциального рассеяния ($\cos 2\varphi = 1 - f_{i1}$);
- si_01 - сечение в максимуме резонанса (без учета потенциального рассеяния и доплер-эффекта), умноженное на $\sqrt{E_0 Q_1} / \sqrt{E \Gamma_i}$, используется для учета вклада j -го резонанса в окрестности i -го резонанса ($\sigma_{m,j}^*$);
- f_{i1}, si_01 - f_{i1} и si_01 для i -го резонанса;
- tot_1, tot_2 - идентификаторы, используемые при расчете среднегрупповых блокированных сечений.
- integer
- i, j - номера резонансов;
- j_1, j_2 - номера первого и последнего резонансов, учитываемых при расчете i -го резонанса;
- N - полное число рассматриваемых резонансов;
- N_1, N_2 - номера первого и последнего резонансов, входящих в рассматриваемую группу;
- t - номер рассматриваемой температуры;
- t_m - максимальное число рассматриваемых температур;
- m - значение степени в выражении $\langle (\sigma_{0,t} + \sigma_0)^m \rangle$ ($\langle \rangle$ - усреднение по группе с весом стандартного спектра);
- M_m - максимально необходимое значение m ;
- d - порядковый номер группы плюс единица;
- dm - число рассматриваемых групп плюс единица;

- z - номер σ_0 в массиве $til(i)$ (σ_0 - сечение других элементов на ядро рассматриваемого элемента);
 zm, adm - число рассматриваемых значений σ_0 и его абсолютное значение;
 l - номер толщины образца, для которой рассчитываются функции пропускания;
 k - номер точки на резонансе при расчете энергетической зависимости сечений; $k=0$ при $E=E0$;
 kn - номер последней точки слева от максимума кривой полного сечения (при $E=E_n$);
 km - номер последней точки справа от максимума кривой полного сечения (при $E=E_m$);
 p, bo - используются для перенумерации точек;
 w - используется при расчете функций ψ и χ .

уал алау

- $Eg(i)$ - энергии границ групп;
 $E0(i)$ - энергии i -ых резонансов ($E0i$);
 $gam(i), gamw$ - нейтронная (Γ_{ni}) и полная (Γ_i) ширины i -го резонанса при резонансной энергии;
 $T(i)$ - массив рассматриваемых температур;
 $til(i)$ - массив значений σ_0 (σ_0 - сечения других элементов на ядро рассматриваемого элемента);
 $E(k)$ - значения энергий в расчетных точках E_k ;
 $hit(k), hie(k)$ - полное сечение ($\sigma_{t,k}$) и сечение радиационного захвата ($\sigma_{c,k}$) в точках $E(k)$;
 $scat(i), xct(i)$
 $scz(i)$ - усреднение по группе с весом E^2 величины
 $\left\langle \frac{\sigma_c}{\sigma_{tot} + \sigma_0} \right\rangle, \left\langle \frac{\sigma_s}{\sigma_{tot} + \sigma_0} \right\rangle, \left\langle \frac{\sigma_s}{(\sigma_{tot} + \sigma_0)^2} \right\rangle$
 $xct(i,m)$ - усредненное по группе с весом $E^2 \langle 1/(\sigma_{tot} + \sigma_0)^m \rangle$;
 $b(i), #i$ - доля (b_i) и атомный вес изотопа (A_i), которому принадлежит i -тый уровень, если $zm > 0$, то b и A - одиночные числа, т.е. все резонансные уровни принадлежат одному изотопу;
 $g(i)$ - статистический вес i -го резонанса (g_i);
 $pr(i)$ - интерферирующая часть сечения потенциального рассеяния в i -ом резонансе ($\sigma_{p,m,i}$); если $pr > 0$, то g и pr - одиночные числа;
 $tbl(i)$ - толщины образцов z , для которых рассчитываются функции пропускания;
 $T_1(i), T_2(i)$ - функции пропускания, измеренные обычным образом (T_1) или по самоиндикации с помощью детектора радиационного захвата или рассеяния для l -ой толщины;
 $sc0(i)$ - полное сечение в максимуме i -го резонанса без учета потенциального рассеяния и доплер-эффекта ($\sigma_{m,i}$);
 $f(i) = hit / E(k)$;

- $m[1:5], n[1:5]$ - массивы, используемые при расчете функций ψ и χ ;
 $mM[1:5], nM[1:5]$ - массив для перенумерации точек и вывода на печать $E, \sigma_{tot}, \sigma_c$;
 $cb[1], cb[2]$ - среднегрупповые блокированные сечения радиационного захвата и рассеяния в зависимости от σ_0 ($\langle \sigma_c^{1g} \rangle, \langle \sigma_c^{2g} \rangle, \langle \sigma_c^{3g} \rangle$) ;
 $tzb[1]$ - среднегрупповое блокированное транспортное сечение $\langle \sigma_{tr}^{1g} \rangle$ без учета анизотропии рассеяния в зависимости от σ_0 ;
 $f_c[1], f_s[1]$ - соответствующие среднегрупповые коэффициенты блокировок (f_c, f_s, f_{s2}, f_t) ;
 $f_{s2}[1], f_t[1]$

Ввод

- z - в случае, когда стандартный спектр есть спектр Ферми $z = -1$;
 $\pm sp$ - сечение потенциального рассеяния вводится со знаком минус, если g и sp_i - массивы ;
 $\pm N$ - полное число резонансов не должно превышать 100; N вводится со знаком минус, если необходимо сделать вывод энергетического хода $\sigma_t, \sigma_c, \sigma_e$;
 $\pm tm$ - полное сечение температур не должно превышать 5; tm вводится со знаком минус, если необходимо сделать вывод резонансных интегралов Avz, Avc ;
 $\pm Mm$ - не должно превышать 6; Mm вводится с минусом, если необходимо $E, \sigma_t(E)$ и $\sigma_c(E)$ вывести на перфокарты ;
 $\pm dm$ - число групповых границ не должно превышать 10; dm вводится со знаком минус, если необходимо просчитать и вывести на печать f_p, T_t, T_c, T_s и tol ;
 $\pm sm$ - число значений σ_0 не должно превышать 7; sm вводится со знаком минус, если v и A - массивы ;
 $Eg[1:dm]$ - энергии групповых границ в эв ;
 $EO[1:1M]$ - энергии резонансов в эв (необходимо, чтобы $EO[i] \neq Eg[d]$) ;
 $gam[1:1M]$ - нейтронные ширины резонансов в эв ;
 $ga[1:1M]$ - полные ширины резонансов в эв ;
 $T[1:1tm]$ - значения температур среды в $^{\circ}K$;
 $T[1:1tm]$ - значения σ_0 в барнах ;
 $v[1:1M]$ - если $sm < 0$; v - одиночное число, если $sm > 0$;
 $A[1:1M]$ - если $sm < 0$; A - одиночное число, если $sm > 0$;
 $g[1:1M]$ - если $sp < 0$; g - одиночное число, если $sp > 0$;
 $sp_i[1:1M]$ - если $sp < 0$; sp_i - одиночное число, если $sp > 0$, sp_i вводится в барнах ;
 zo - в единицах 10^{24} ядер/см³, вводится лишь в случае $dm < 0$

Вывод

- Для данного значения температуры в каждой группе выводятся:
 Avz, Avc - значения резонансных интегралов (в барнах) в группе (если $tm < 0$) ;
 $E[k], s[k]$ - значения энергии (эв) и сечений (бн) по точкам для первого значения $ic[k]$

массива температур $T [i]$ и для каждого резонанса, входящего в группу;

если $N < 0$, значения выводятся на печать;

если $N < 0$ и $Mm < 0$ - значения выводятся на перфокарты.

$f_p, T_2 [i], T_c [i]$
 $T_1 [i], tol [i], z_0$ выводятся при условии $dm < 0$.

Далее при всех условиях выводятся:

E_n, E_v - границы группы в эв.

Δu - ширина группы в единицах летаргии;

$A_{v2}/\Delta u, sp, At$
 $A_{v1}/\Delta u, Ac, As$ - в барнах

Значение температуры в $^{\circ}K$, для которой выводятся все перечисленные величины и заблокированные сечения.

$til [i]$ - массив значений σ_0 в барнах.

$f_1 [i], f_2 [i]$ - значения групповых коэффициентов для указанных σ_0 .

$f_3 [i], f_32 [i]$

$wt [3m] = \langle 1 / (\sigma_{tot} + \sigma_0)^m \rangle$

Далее производится аналогичная выдача для следующей группы. После выдачи для всех групп перечисленных выше данных производится выдача данных для следующей температуры.

После окончания расчета выводятся исходные данные: $Eg [d], E0 [i], gam [i]$

$ga [i], b, A, g, pri, z$

АЛГОА-ПРОГРАММА

```

comment do '00570I moz'
begin real EI, E2, En, Ev, At, Ac, As, Q, del, Avr, Avc, r, sp;
integer N, tm, Mm, dm, sm, NI, N2, i, t, m, d, s, asm;
  inout ('r IO-2', r, sp, N, tm, Mm, dm, sm);
begin array Eg [I:abs(dm)], EO, gan, ga [I:abs(N)], T [I:abs(tm)],
  til [I:abs(sm)], E, sit, sic [-100:100], ckt, skt, skt2 [I:abs(sm)],
  rkt [I:abs(sm), I:abs(Mm)], b, A [I:if(sm < 0) then abs(N) else I],
  g, spi [I: if sp < 0 then abs(N) else I];
comment do 'Eg' IO 'EO' IOO 'moz' 007033 'gan' IOO 'moz' 006667
  'ga' IOO 'moz' 006523 'T' 5 'til' 7 'ekt' 'skt' 'skt 2' 7 'rkt' 42
  'g' IOO 'moz' 006357 'spi' IOO 'moz' 006213 'b' IOO 'moz' 006047
  'A' IOO 'moz' 005703;
  inout ('r IO-2', Eg, EO, gan, ga, T, til, b, A, g, spi);
begin integer l;
  real Ex 1, Ex 2, fp, ro;
  array tol [I:40], Tt, Tc, Ts [0:40];
  begin for t:=I step I until abs(tm) do
    comment (начало цикла по температуре);
    begin for d:=I step I until (abs(dm)-I) do
      comment (начало цикла по группам);
      begin En:=Eg [d]; Ev:=Eg [d+I];
      comment (выбор номеров резонансов, лежащих в пределах
        данной группы);
      if En < EO [I] then NI:=I else
        begin i:=I; F3: if EO [i+I] > En then NI:=i+I else
          begin i:=i+I, goto F3;
          end;
        end;
      if Ev > EO [abs(N)] then N2:=abs(N) else
        begin i:=NI, F4: if EO [i] ≤ Ev then
          begin if EO [i+I] > Ev then N2:=i else
            begin i:=i+I;
            goto F4;
            end;
          end;
        end;
      comment (NI и N2 выбраны);
      asm:=abs(sm);
      for l:=I step I until 40 do
        Tt [l]:=Tc [l]:=Ts [l] :=0;
        Tt [0] :=Tc [0] :=Ts [0] :=I;
        At:=Ac:=As:=Avr:=Avc:=0;

```

```
for i=NI step I until N2 do
comment (начало цикла по входящим в группу резонансам);
begin real sur I, sur 2, suc, sio i, psi i, chi i, fi I i, dE;
integer k, kn, km, j, p;
boolean BI, B2;
array sio [I:abs(N)],
fi [I: if sp < 0 then abs(N) else I];
comment do 'sio' 'fi' IOO;
BI:=sm < 0; B2:=sp < 0;
comment (выбор пределов интегрирования по энергии около
i-го резонанса);
if i=NI then EI:=En else
if BI then
EI:=(EO [i]*ga [i-I]* b [i-I] + EO [i-I]*ga [i]* b [i] )
/ (ga [i]* b [i] + ga [i-I]* b [i-I] )
else
EI:=(EO [i]* ga [i-I] +EO [i-I]* ga [i] )/
(ga [i] +ga [i-I] );
if i=N2 then E2:=Ev else
if BI then
E2:=(EO [i+I]* ga [i]* b [i] + EO [i]*ga [i+I]*
b [i+I] )
/(ga [i]* b [i] + ga [i+I]* b [i+I] )
else
E2:=(EO [i]* ga [i+I] +EO [i+I]* ga [i] )/(ga [i]+ga
[i+I] );
K:=0; E [k] :=EO [i];
F: if k#0 then E[k]:=E[k+i] - del;
Q:= -I;
FI: sur I:=sur2:=suc:=0;
comment (величины : sio, fi, Avr, Avc, fp, которые не зависят от k,
считаются один раз для N I и k=0 по всем j );
if i=NI then
begin if k=0 then
begin for j:=I step I until abs(N) do
begin if BI then
begin if B2 then
begin
sio [j]:=2609 IO3 * (I+I/A [j] ) ↑ 2 * g [j]*b [j] * gan [j]/
/(ga [j]*abs(EO [j] ));
fi [j]:=2 * spi [j]*g [j] * b [j] / (2609 IO3 * (I+I/A [j] ) ↑ 2)
end
end
end
end
```

```
else
begin if B2 then
begin
sio[j]:=2609IO3 * (I+I/A[I])†2 * g[j] * gan[j]/(ga[j] * abs(E0[j]));
fi[j]:=2 * spi[j] * g[j] / (2609IO3 * (I+I/A[I])†2)
end
else
begin
sio[j]:=2609IO3 * (I+I/A[I])†2 * g[I] * gan[j]/(ga[j] * abs(E0[j]));
fi[j]:=2 * spi[I] * g[I] / (2609IO3 * (I+I/A[I])†2)
end;
end;
if j > NI then
begin if j ≤ N2 then
begin comment ( вычисление резонансных интегралов в бесконеч-
ных пределах);
Avr:=I.5708 * sio[j] * ga[j]/E0[j]+Avr;
Avc:=I.5708 * sio[j] * (ga[j] - gan[j]) / E0[j] +Avc;
end
end; if j=N2 then begin
fp:=I/(Avr/ln(Ev/En)+abs(sp));
if tm < 0 then
inout ('p2-IO', Avr, Avc);
end
end; inout ('p2-IO', sio)
end
end;

begin real x, ksi, psi, chi, gi, u, sioI, fi I;
integer j I, j 2;
begin if 1 > II then j I:=i-IO else j I:=I;
if (abs(N) - 1) > IO then j2:=i+IO else j2:=abs(N);
for j:=jI step I until j2 do
comment (начало цикла по учёту вклада других (j) резонансов в i-тый);

begin
gi:=ga[j]-gan[j] * (I-sqrt(E[k]/abs(E0[j])));
x:=2 * (E[k] - E0[j])/gi;
if BI then
kai:=53.863 * gi * sqrt((A[j]+I)/(T[t]*E[k]))
else
kai:=53.863 * gi * sqrt((A[I]+I)/(T[t]*E[k]));
u:= I/(ksi * kai);
comment (расчёт функций ψ и χ);
if abs(x) > (7/ksi) then
```

```

begin
  if abs(x) > 1.5 then
    begin real h, hI;
      h:=1/x/x; hI:=h*u;
      psi:=h*(1-h+h*h-h↑3+hI*(6-20*h+42*h*h)
        +hI*hI*(60-420*h)+840*hI↑3);
      chi:=(1-h+h*h-h↑3+hI*(2-I2*h+30*h*h)+
        hI*hI*(I2-I80*h)+I20*hI↑3)/x
    end
  else begin if ksi > 20 then begin psi:=1/(1+x*x); chi:=x*psi
    end
    else goto F8
  end
end
else
  F8: begin if ksi < 20 then
    begin real H, HI, Z, alf, bet;
      array m, n [1:5];

      H:=x*x; HI:=H/U; Z:=x/ksi;
      m[1]:=1+H-U*3.49915;
      m[2]:=1+H-Z*3.08717-U*0.949738;
      m[3]:=1+H+Z*6.52110+U*7.87385;
      m[4]:=1+H+Z*3.08717-U*0.949738;
      m[5]:=1+H-Z*6.52110+U*7.87385;
      n[1]:=-Z*3.74120;
      n[2]:=-Z*3.65097+U*5.63557;
      n[3]:=-Z*3.32104-U*10.8284;
      n[4]:=-Z*3.65097-U*5.63557;
      n[5]:=-Z*3.32104+U*10.82843;
      alf:=1.12775+288803*(HI-I/U)+.0254870*(HI*HI+I/U↑2)-.152922*HI/U+
        .00735147*(HI↑3-(I/U)↑3)-.110272*(HI*HI/U-HI/U/U)-.000569703*
        (HI↑4+(I/U)↑4)+.0159517*(HI↑3/U+HI*(I/U)↑3)-.0398792*HI*HI/U/U+
        .0000550487*HI*HI↑4-.0000550487/U/U*(I/U)↑3-.00247600*(HI↑4/U-
        HI*(I/U)↑4+.0115602*(HI↑3/U/U-HI*HI/U↑3);
      bet:=x/u*(.577607+.101948*(HI-I/U)+.0441088*(HI*HI+I/U↑2)-.147029*
        HI/U-.00455762*(HI↑3-(I/U)↑3)+.0319034*(HI*HI/U-HI/U/U)+
        .000550487*(HI↑4+(I/U)↑4)-.00660584*(HI↑3/U+HI*(I/U)↑3)+
        .0138723*HI*HI/U/U);

    begin integer w;
      array mM, nN [1:5];
      for w:=1 step 1 until 5 do
        begin
          mM[w]:=m[w]/(m[w]*m[w]+n[w]*n[w]);
          nN[w]:=n[w]/(m[w]*m[w]+n[w]*n[w]);
        end;
    end;
  end;
end;

```

```
psi:= I.02930 * mM[I]+.0585057 * mM[2]-.5669I6 * nN[2]-.0729470 *  
mM[3]+.022479I * nN[3]+.0585057 * mM[4]+.5669I6 * nN[4]-  
.0729470 * mM[5]-.022479I * nN[5]+ksi/(alf+bet * (bet/alf));  
chi:=x*psi+(-I.9254I * nN[I]-I.I2520 * mM[2]+.76828I * nN[2]-  
.200520 * mM[3]+.I94424 * nN[3]+I.I2520 * mM[4]+.76828I * nN[4]+  
.200520 * mM[5]+.I94424 * nN[5]-(x+bet/alf)/U/(alf+bet * (bet/alf)))/ksi;
```

end

```
end else begin psi:=I/(I+x * x); chi:=x * psi end  
end; comment (функции  $\psi$  и  $\chi$  вычислены);
```

```
sio I:= sio[j]*sqrt(abs(EO[j])/E[k]) * (ga[j]/gi);
```

```
fi I:=fi[j]*E[k];
```

```
if fi I < 0 then fi I:=0;
```

```
if fi I > I then fi I:=I;
```

```
suc:=sio I * psi * (ga[j]-gan[j])/gi+suc;
```

```
begin if j#i then
```

```
  begin if fi[j]=fi[i] then
```

```
    sur I:=sio I * (psi * (I-fi I) + chi * sqrt(2 * fi I - fi I2))+sur I
```

```
  else sur 2:=sio I * (psi*(I-fi I)+chi * sqrt(2 * fi I - fi I2))+sur 2;
```

```
  end else
```

```
    begin sio i:=sio I;
```

```
      psi i:=psi;
```

```
      chi i:=chi;
```

```
    end
```

```
end
```

```
end; comment (вклад других резонансов учтён);
```

```
if fi[i]#0 then
```

```
  begin if B2 then
```

```
    begin if (spi[i]+sur I) < 0 then fi I i:=0
```

```
      else fi I i:=fi[i] * (spi[i]+sur I)/spi[i]*E[k]
```

```
    end else
```

```
      begin if (spi[I]+sur I) < 0 then fi I i:=0
```

```
        else fi I i:=fi[i] * (spi[I]+sur I)/spi[I]*E[k]
```

```
      end
```

```
    end else fi I i:=0;
```

```
    if fi I i > I then fi I i:=I;
```

```
  end;
```

```
end;
```

```
sit[k]:=abs(sp)+sur I+sur 2+sio i * (psi i * (I-fi I i) +chi i *  
sqrt(2 * fi I i - fi I i2));
```

```
sic[k]:=suc;
```

```
comment (вычисление средних в группе значений);
```

```
if k#0 then
```

```

begin
  if k < 0 then p:=k+I else p:=k;
  dE:=E[p]-E[p-1];
  At:=(sit[p-I] * E[p-I] ↑ r + sit [p] * E[p] ↑ r) * dE/2+At;
  Ac:=(sic [p-I] * E[p-I] ↑ r + sic [p] * E [p] ↑ r) * dE/2+Ac;
  As:=((sit [ p-I] -sic [p-I]) * E[p-I] ↑ r + (sit [p]-sic [p]) * E[p] ↑ r) * dE/2+As;
  for s:=I step I until asm do
  begin real tot 1, tot 2, ss 1, ss 2;
    tot 1:=sit [p-I]+til [s];
    tot 2:=sit [p]+til [s];
    ss 1:=(sit [p-I]-sic [p-I]) * E [p-I] ↑ r / tot 1;
    ss 2:=(sit [p]-sic [p]) * E [p] ↑ r / tot 2;
    if k=-I then begin
      if i=N I then
        ckt [s]:=skt [s]:=skt 2 [s]:=0
      end;
    ckt [s]:=(sic [p-I] * E [p-I] ↑ r / tot 1 + sic [p] * E [p] ↑ r / tot 2) * dE/2 + ckt (s);
    skt [s]:=(ss 1 + ss 2) * dE/2 + skt [s];
    skt 2 [s]:=(ss 1 / tot 1 + ss 2 / tot 2) * dE/2 + skt 2 [s];
    for m:=I step I until abs(Mm) do
    begin
      if k=-I then begin
        if i=N I then rkt [s,m]:=0;
        end;
      rkt [s,m]:=(E [p-I] ↑ r * (I / tot 1) ↑ m + E [p] ↑ r * (I / tot 2) ↑ m) * dE/2 + rkt [s,m]
    end
  end
end;
  if dm < 0 then comment (расчёт толщин);
begin
  for l:=-2 step 2 until 36 do
  begin
    tol [l+4]:=fp * (2 ↑ (l/2-9));
    tol [l+3]:=0,75 * tol [l+4]
  end
  for l:=I step I until 40 do
  comment (вычисление пропусков);
  begin
    Ex 1:=exp(-sit [p-I] * tol [l]) * E [p-I] ↑ r;
    Ex 2:=exp(-sit [p] * tol [l]) * E [p] ↑ r;
    Tt [l]:=Tt [l] + (Ex 1 + Ex 2) * dE/2;
    Tc [l]:=Tc [l] + (Ex 1 * sic [p-I] + Ex 2 * sic [p]) * dE/2;
    Ts [l]:=Ts [l] + (Ex 1 * (sit [p-I] - sic [p-I]) + Ex 2 * (sit [p] - sic [p])) * dE/2;
  end;
end ;

```

```
comment ( выбор следующей точки по энергии);
if Q < 0 then comment (левая ветвь резонанса);
begin k:=k-I; if k=-I then
begin
if (EO[i]-ga[i]/8) < E I then
begin E[k]:=E I;  $\sqrt{km}:=k$ ; goto F I
and else
begin del:=ga[i]/8; goto F;
and
and
else
begin if abs(sit[k+2]/sit[k+I] -I) < 0.I then
begin if 2*del  $\leq$  (E[k+I]-E I) then
begin del:=2*del; if del  $\geq$  3*ga[i] then
begin if ((E[k+I]-E I)/(3*ga[i]) <
(I00+k) then
del:=3*ga[i]
else del:=(E[k+I]-E I)/(I00+k);
goto Y
and else goto Y;
and
else goto Y;
end else
end
Y: begin if (E[k+I] -del) > E I then goto F
else begin if E[k+I]  $\neq$  E I then
begin E[k]:=E I; km:=k; goto F I;
and
else
begin Q:=I; k:=I;
if (EO[i]+ga[i]/8) > E 2 then
begin E[k]:=E 2;  $\sqrt{km}:=k$ ; goto F I
and
else
begin del:=ga[i]/8; E[k]:=EO[i]+del; goto F
and
and
and
end
end
end
end
end
else
```

```
comment (правая ветвь резонанса);
begin k:=k+I;
  if abs(sit[k-2]/sit[k-I]-I) < 0.I then
  begin
    if 2 * del < (E2-E[k-I]) then
    begin del:=2 * del;
      if del > 3 * ga[i] then
      begin if ((E2-E[k-I]) / (3 * ga[i])) < (100-k) then
        del:=3 * ga[i]
        else del:=(E2-E[k-I]) / (100-k); goto R
      end
      else goto R;
    end
  else goto R;
end
else
R: begin
  if (E[k-I]+del) < E 2 then
  begin E[k]:=E[k-I]+del; goto F I;
  end
  else
  begin
    if E[k-I] ≠ E 2 then
    begin E[k]:=E 2; km:=k;
      goto F I
    end
  end
end
end;
if N < 0 then
comment (перенумерация точек и вывод сечений на печать);
begin if t=I then
  begin integer bo;
    array bon [kn : km];
    comment do 'bon' 20I;
    for bo:=kn step I until km do bon [bo]:= E[bo];
    inout ('p2-IO', bon);
    if Mm < 0 then inout ('pr 2-IO', bon);
    for bo:=kn step I until km do bon [bo]:=sit [bo];
    inout ('p2-IO', bon);
    if Mm < 0 then inout ('pr 2-IO', bon);
```

```
for bc:=kn step I until km do ban [bo]:=aic [bo];
  inout ('p2-ID', ban);
  if Ma < 0 then inout ('pr 2-ID', ban);
end;
end;
end; comment (конец цикла по резонансам (i), входящим в группу (d));

begin
  array cb, sb, sb 2, trb, fc, fs, fs 2, ft [I:asm];
  comment do 'cb' 'sb' 'sb 2' 'trb' 'fc' 'fs' 'fs 2' 'ft' 7;
  del:=ln (Ev/Ea);
  Avr:=Avr/del; Avc:=Avc/del;
  At:=At/del; Ac:=Ac/del; As:=As/del;
  for s:=I step I until asm do
    comment (расчет заблокированных сечений и коэффициентов блокировок);

    begin
      cb[s]:=akt [s]/rkt [s,I];          sb[s]:=akt [s]/rkt [s,I];
      sb 2[s]:=akt 2 [s]/rkt [s,2];      trb[s]:=rkt [s,I]/rkt [s,2]-til [s];
      fc[s] :=cb[s]/Ac;                  fs[s]:=sb [s]/As;
      fs 2[s]:=sb 2 [s]/As;              ft[s]:=trb [s]/At;
    end;
  end;
  if dm < 0 then
  begin comment (нормировка пропускант);
    inout ('r IO-2', ro);
    for l:=I step I until 40 do
      begin
        Tt[l]:=ft[l]/del;
        Tc[l]:=fc[l]/Ac;
        Ts[l]:=fs[l]/As;
        tol[l]:=tel [l]/ro;
      end;
      inout ('p2-ID', fp; Tt, Tc, Ts, tol, ro);
    end;
  end;
  Q:=F[t];
  inout ('p2-ID', Ea, Ev, del, Avr, av, At, Avc, Ac, As,
    Q, til, fc, ft, fs, fs 2, rkt);
  inout ('pr 2-ID', At, Ac, As, fc, ft, fs)
  end comment (конец цикла по группам);
  end comment (конец цикла по температурам);
end; inout ('p 2-ID', Eg, E0, gan, ga, b, a, g, wpi, r);
end;
end;
end;
```

-10 -
 Подправки, внесенные в резонансные параметры U 238

E_0 (эВ)	Γ_n (мэВ)	Γ (мэВ)	E_0 (эВ)	Γ_n (мэВ)	Γ (мэВ)
I35 *			I380 ***	I,II	25,71
I42 *			I516 ***	IO	34,6
I89,6 **	I60	I83	I749	I,25	25,8
254 *			I772	I,26	25,86
258 *			I797 **	4,24	28,84
I047	0,324	24,92	I830	0,856	25,46
I073	0,328	24,93	I84I	0,858	25,46
II20	0,335	24,94	I870	I,73	26,33
II52	0,339	24,94	I882	0,434	25,03
I22I	0,349	24,95	I9I3	3,5	28,I
I235	0,35I	24,95	I927	0,439	25,04
I255	0,354	24,95	I960	I,33	25,93
I293 *			I993	0,446	25,05
I3I4 *			2069	2,27	26,87
I362 **	I,II	25,7I	2080	0,9I2	25,5I
I370 **	0,37	24,97			

* - резонансы опущены

** Γ_n - изменено

Все остальные параметры резонансов оценены по данным радиационного захвата и поведению полного сечения.

Среднегрупповые сечения урана-238 в области разрешенных резонансов

Таблица 2

i - номер группы	E_n (эВ)	E_r (эВ)	Δu	$\langle \sigma_i \rangle$	$\langle \sigma_c \rangle$	$\langle \sigma_e \rangle$
I4	I000	2I50	0,766	20,8	2,0	I8,8
I5	465	I000	0,766	22,7	3,4	I9,3
I6	2I5	465	0,77I	22,15	4,35	I7,8
I7	I00	2I5	0,766	87,9	I9,6	68,3
I8	46,5	I00	0,766	42,2	I6,8	25,4
I9	2I,5	46,5	0,77I	I34,7	57,3	77,4
20	IO	2I,5	0,766	II0,8	78,2	32,6
2I	4,65	IO	0,766	I93,1	I74	I9,1

Таблица 3

Факторы резонансной самэкранировки сечений урана - 238 в области разрешенных резонансов

		при					равном					при					равном				
		10^4	10^3	10^2	10	0	10^4	10^3	10^2	10	0	10^4	10^3	10^2	10	0	10^4	10^3	10^2	10	0
14	300	0,9924	0,9117	0,6315	0,3640	0,2729	0,9813	0,8687	0,6522	0,5255	0,2416	0,9904	0,9272	0,7554	0,6288	0,5405	0,9948	0,9500	0,7942	0,6597	0,5835
	900	0,9978	0,9448	0,7187	0,4486	0,3430	0,9890	0,9064	0,6925	0,5510	0,3633	0,9981	0,9652	0,8229	0,6852	0,6192	0,9948	0,9500	0,7942	0,6597	0,5835
	2100	1,000	0,9643	0,7845	0,5275	0,4172	0,9941	0,9321	0,7312	0,5777	0,4462	0,9981	0,9652	0,8229	0,6852	0,6192	0,9981	0,9652	0,8229	0,6852	0,6192
15	300	0,9784	0,8386	0,4620	0,2222	0,1659	0,9709	0,8072	0,5633	0,4693	0,3823	0,9874	0,8966	0,6969	0,5836	0,5359	0,9930	0,9279	0,7393	0,6084	0,5650
	900	0,9877	0,8936	0,5607	0,2830	0,2069	0,9826	0,8603	0,6037	0,4888	0,4351	0,9930	0,9279	0,7393	0,6084	0,5650	0,9930	0,9279	0,7393	0,6084	0,5650
	2100	0,9947	0,9292	0,6469	0,3496	0,2584	0,9895	0,8977	0,6475	0,5098	0,4701	0,9963	0,9486	0,7787	0,6351	0,5914	0,9963	0,9486	0,7787	0,6351	0,5914
16	300	0,9609	0,7454	0,3426	0,1502	0,1117	0,9612	0,7826	0,5987	0,5397	0,5052	0,9858	0,8968	0,7533	0,6879	0,6637	0,9921	0,9262	0,7802	0,7019	0,6783
	900	0,9758	0,8214	0,4296	0,1938	0,1394	0,9763	0,8357	0,6247	0,5509	0,5236	0,9921	0,9262	0,7802	0,7019	0,6783	0,9921	0,9262	0,7802	0,7019	0,6783
	2100	0,9835	0,8706	0,5093	0,2425	0,1748	0,9846	0,8753	0,6540	0,5635	0,5386	0,9955	0,9463	0,8066	0,7170	0,6922	0,9955	0,9463	0,8066	0,7170	0,6922
17	300	0,8111	0,3905	0,1291	0,05831	0,04804	0,6852	0,2821	0,1597	0,1155	0,06420	0,8201	0,4504	0,2420	0,1748	0,1373	0,8689	0,5101	0,2574	0,1795	0,1413
	900	0,8657	0,4689	0,1543	0,06486	0,05000	0,7619	0,3249	0,1635	0,1171	0,06626	0,8689	0,5101	0,2574	0,1795	0,1413	0,8689	0,5101	0,2574	0,1795	0,1413
	2100	0,9042	0,5490	0,1864	0,07444	0,05339	0,8207	0,3790	0,1707	0,1199	0,07069	0,9048	0,5802	0,2790	0,1870	0,1482	0,9048	0,5802	0,2790	0,1870	0,1482
18	300	0,8004	0,3726	0,1238	0,05523	0,04447	0,7224	0,3618	0,2583	0,2225	0,1887	0,8683	0,5798	0,4268	0,3765	0,3466	0,9090	0,6317	0,4391	0,3797	0,3487
	900	0,8603	0,4524	0,1494	0,06176	0,04734	0,7983	0,4031	0,2630	0,2232	0,1889	0,9090	0,6317	0,4391	0,3797	0,3487	0,9090	0,6317	0,4391	0,3797	0,3487
	2100	0,8987	0,5288	0,1798	0,07067	0,05113	0,8512	0,4536	0,2707	0,2250	0,1901	0,9355	0,6827	0,4555	0,3849	0,3528	0,9355	0,6827	0,4555	0,3849	0,3528
19	300	0,6006	0,2034	0,07100	0,03763	0,03075	0,4312	0,1560	0,09989	0,07368	0,06047	0,6487	0,2968	0,1747	0,1328	0,1141	0,7228	0,3315	0,1791	0,1337	0,1146
	900	0,6848	0,2427	0,07549	0,03803	0,03078	0,5213	0,1654	0,09931	0,07262	0,06052	0,7228	0,3315	0,1791	0,1337	0,1146	0,7228	0,3315	0,1791	0,1337	0,1146
	2100	0,7605	0,2976	0,08603	0,03945	0,03110	0,6103	0,1871	0,09964	0,07345	0,06059	0,7856	0,3764	0,1871	0,1353	0,1156	0,7856	0,3764	0,1871	0,1353	0,1156
20	300	0,5766	0,2302	0,06118	0,02529	0,01897	0,5093	0,1539	0,09124	0,08097	0,07887	0,7502	0,4056	0,2742	0,2479	0,2432	0,8136	0,4496	0,2804	0,2491	0,2439
	900	0,7594	0,2877	0,06860	0,02587	0,01910	0,6122	0,1742	0,09005	0,08075	0,07884	0,8136	0,4496	0,2804	0,2491	0,2439	0,8136	0,4496	0,2804	0,2491	0,2439
	2100	0,8152	0,3494	0,07911	0,02577	0,01919	0,6927	0,2048	0,08957	0,08049	0,07876	0,8555	0,4964	0,2894	0,2515	0,2455	0,8555	0,4964	0,2894	0,2515	0,2455
21	300	0,7334	0,2692	0,06152	0,03736	0,02822	0,5339	0,1600	0,08281	0,06373	0,05915	0,8415	0,5062	0,5066	0,4777	0,4692	0,8812	0,6356	0,5114	0,4788	0,4698
	900	0,7776	0,3176	0,08924	0,03833	0,02860	0,6297	0,1800	0,08170	0,06339	0,05896	0,8812	0,6356	0,5114	0,4788	0,4698	0,8812	0,6356	0,5114	0,4788	0,4698
	2100	0,8324	0,3825	0,1027	0,04050	0,02957	0,7108	0,2154	0,08176	0,06294	0,05879	0,9105	0,6705	0,5193	0,4808	0,4710	0,9105	0,6705	0,5193	0,4808	0,4710

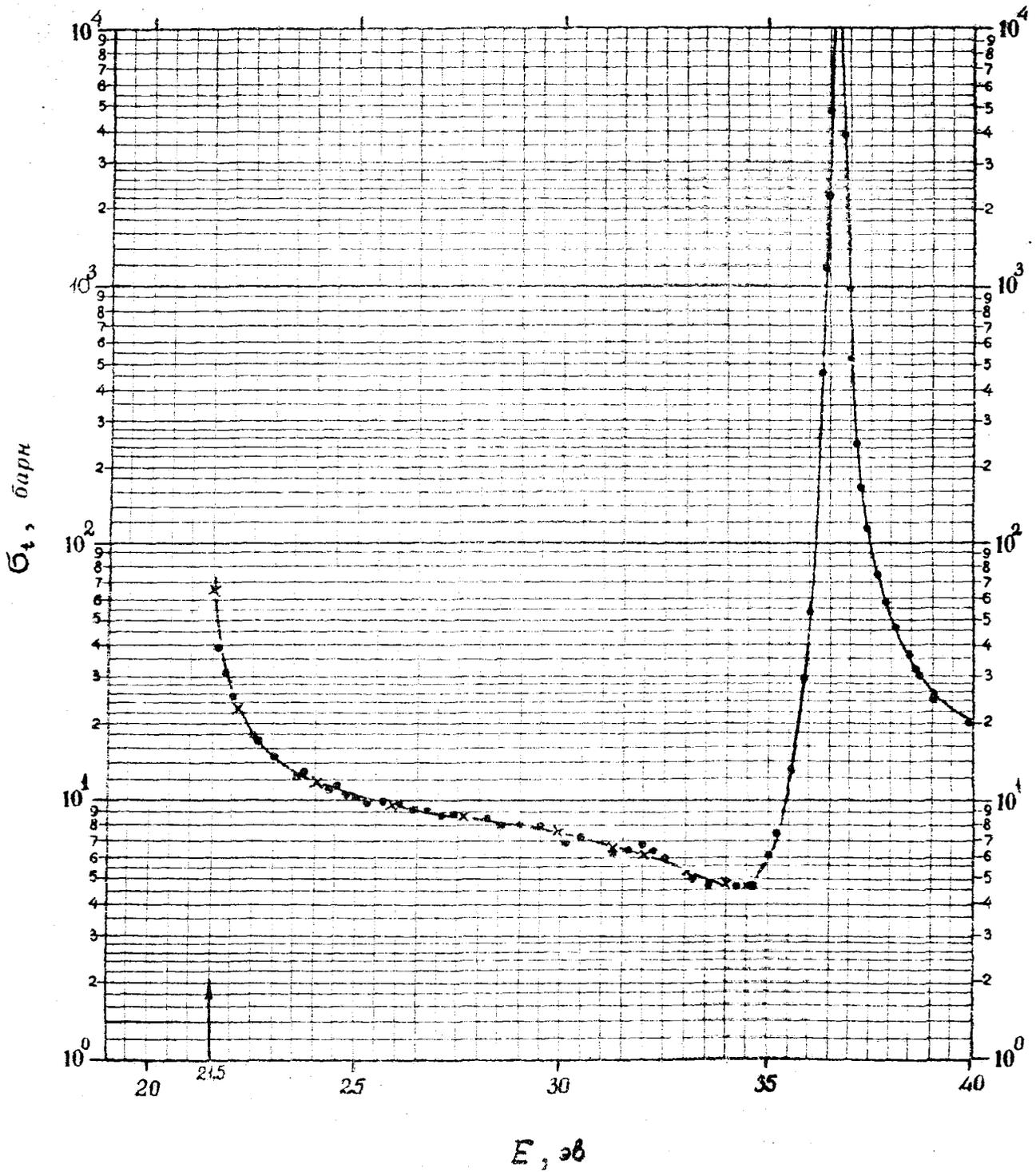
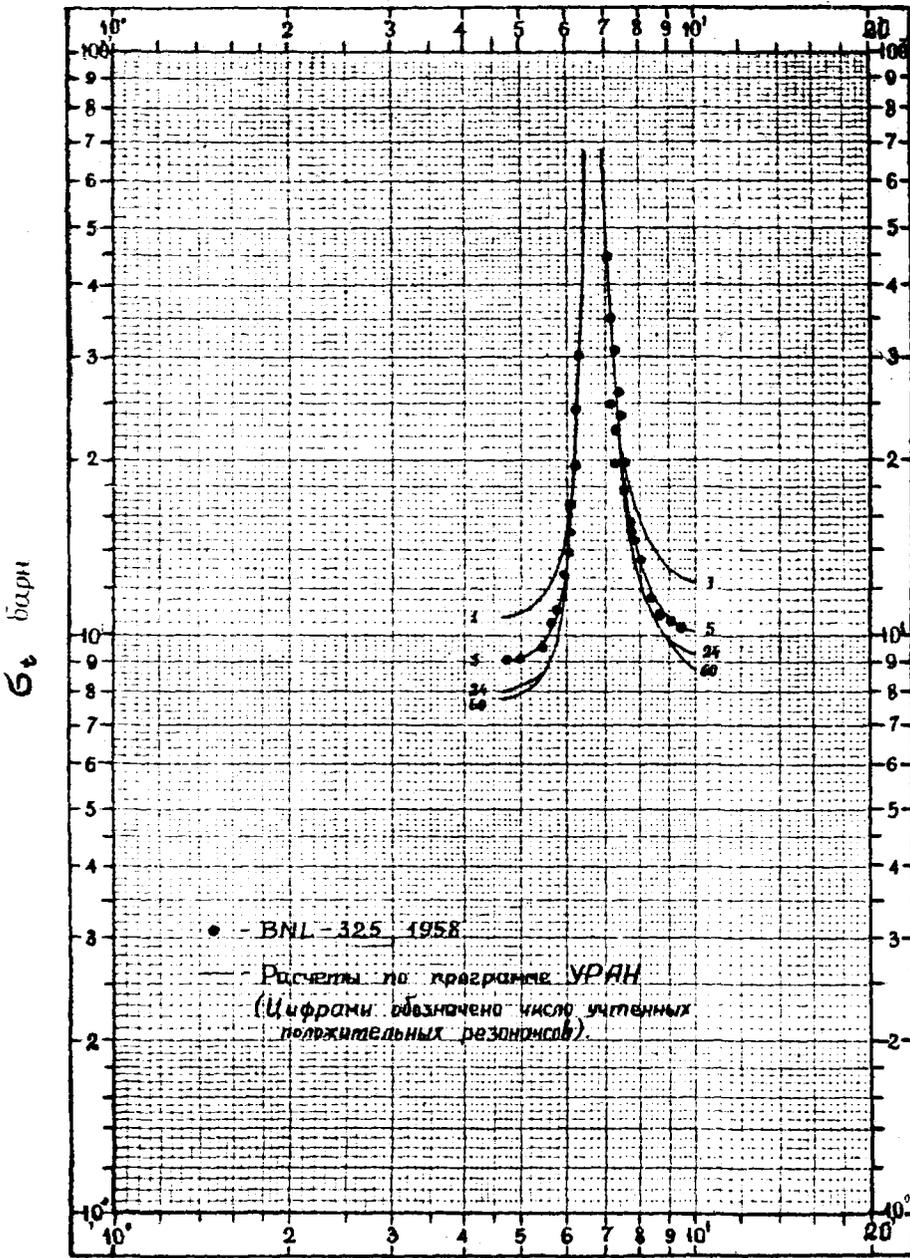


Рис. I

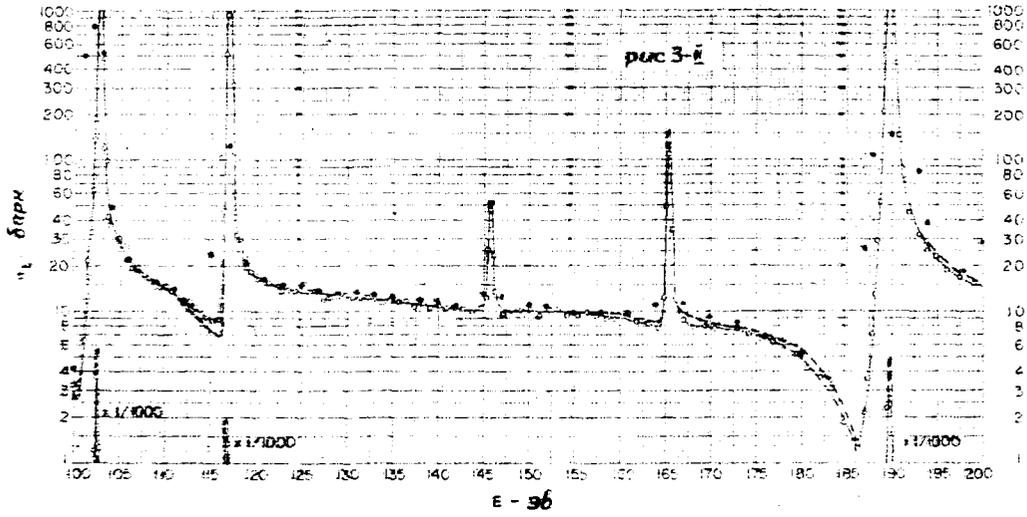
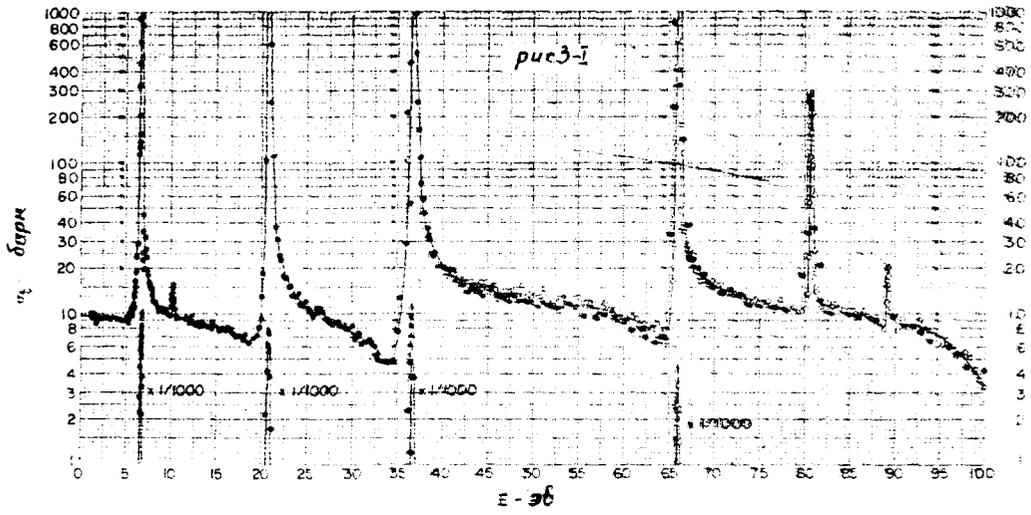


E, эв

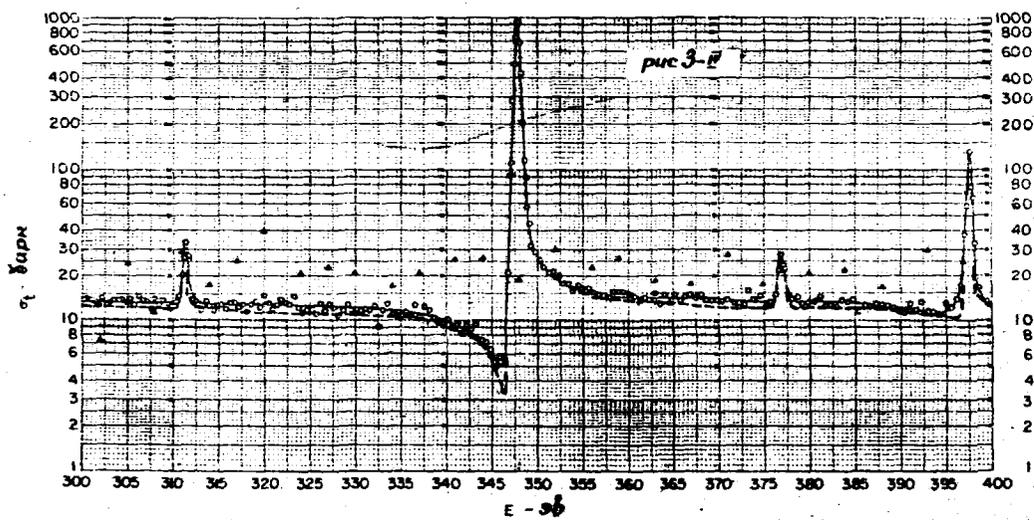
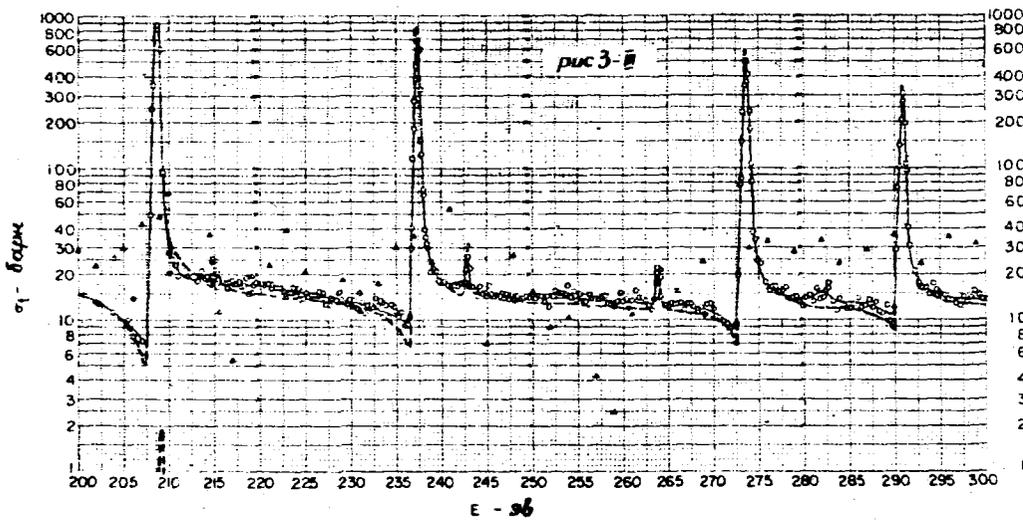
Рис. 2

^{238}U

- 414 -

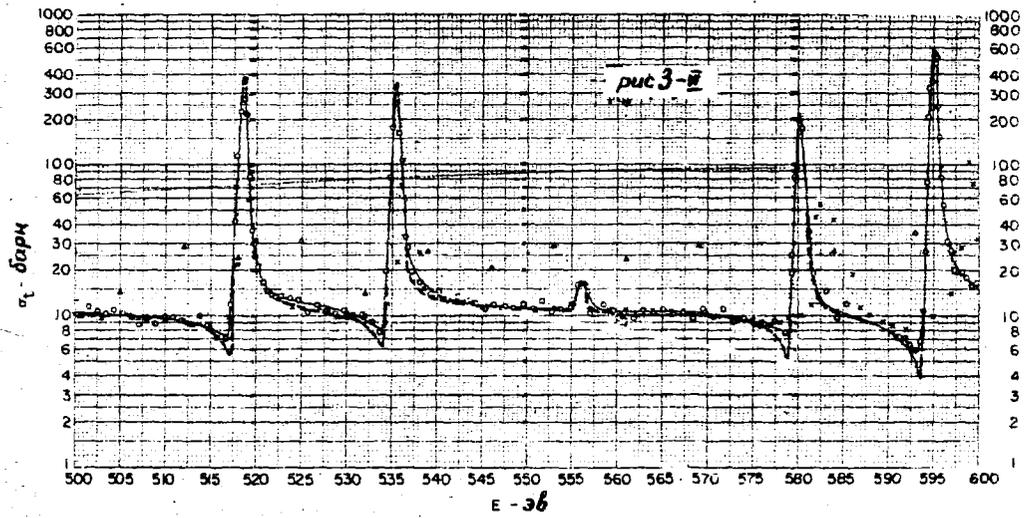
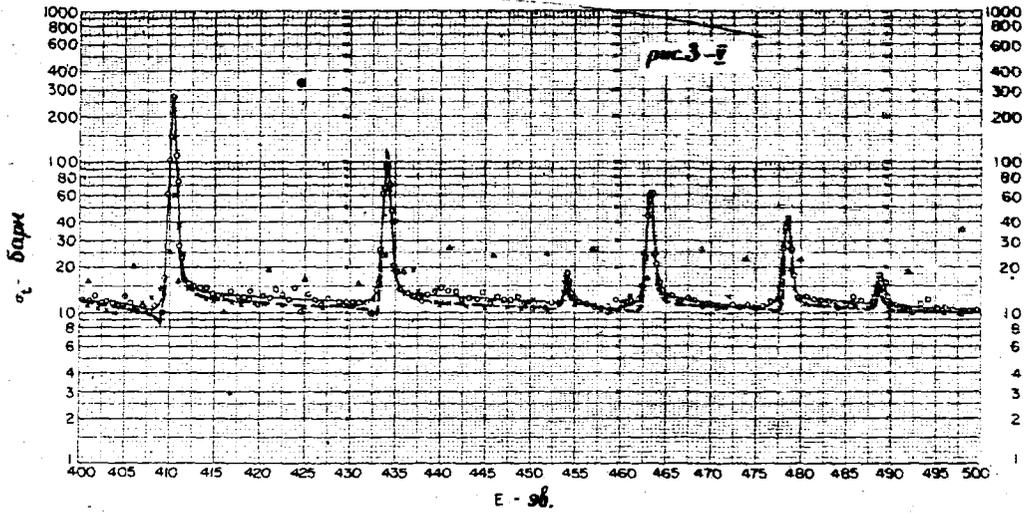


$^{92}\text{U}^{238}$

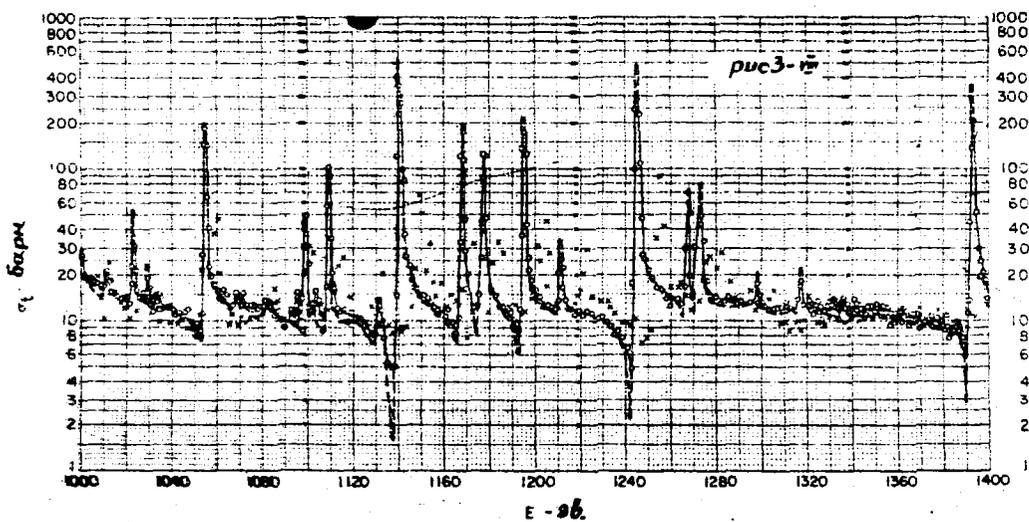
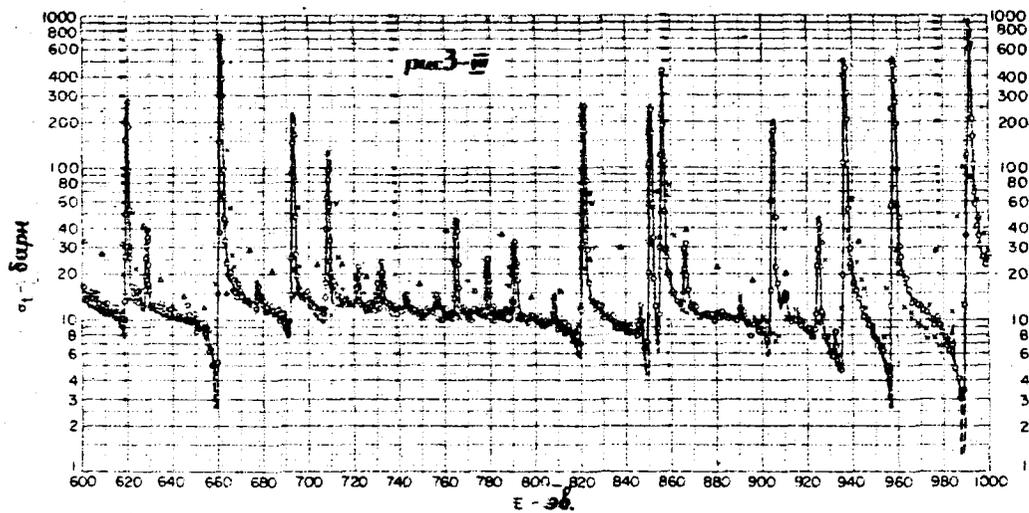


U 238

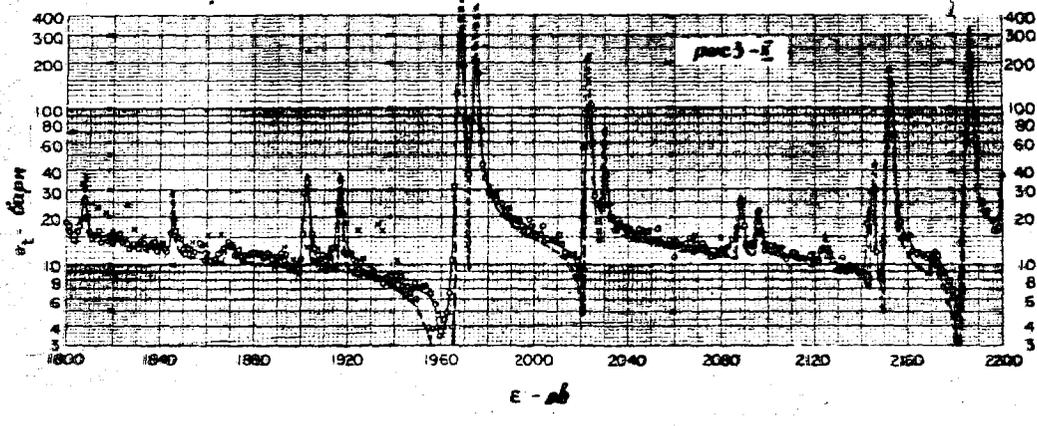
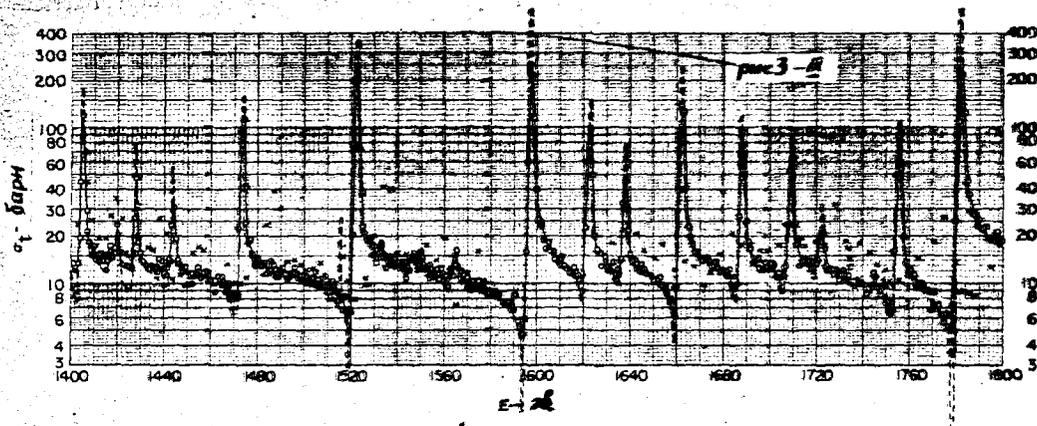
/10⁹ y



$^{92}\text{U}^{238}$



92U 238



Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1]. Абагян Л.П., Николаев М.Н., Петрова Л.В. В сб. "Бюллетень информационного центра по ядерным данным" Выпуск III, стр. 418, 1966.
- [2]. BNL - 325 Second Edition, Supplement 2, Vol. III, 1965
- [3]. Glass M.W. et al. Proceedings of "Conference on Neutron Cross Section Technology", Book 2, p. 766, 1966.
- [4]. Firk F.W.K., Lynn J.E., Moxon M.C. Nucl. Phys. 41, 614, 1963.
- 5 . Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н.
Групповые константы для расчета ядерных реакторов .Атомиздат 1964.

СИСТЕМА ПОДГРУППОВЫХ КОНСТАНТ

М.Н. Николаев, В.Ф. Хохлов

Одним из основных методов расчета ядерных реакторов является многогрупповой метод, который позволяет решать уравнения переноса нейтронов с энергетической зависимостью.

Многогрупповой метод предполагает сечения ядерных процессов в пределах каждой энергетической группы не зависящими от энергии нейтрона.

В связи с тем, что сечения существенно зависят от энергии нейтрона, встает проблема усреднения эффективных сечений. В самом общем случае групповые сечения должны усредниться по детаргии с весом нейтронного потока (с учетом его резонансных особенностей) и по объему гомогенной зоны реактора с весом потока ценностей по отношению к наиболее важным функционалам [8]. Обычно при переходе к групповому приближению особенно важно сохранить значение $K_{эф}$. При этом сечения процесса χ в гомогенной зоне G должно усредниться следующим образом [2].

$$\bar{\Sigma}_\chi = \frac{\int_G d\vec{z} \int_{\Delta u} du \Sigma_\chi(u) \varphi(\vec{z}, u) \cdot \varphi^{*'}(\vec{z}, u)}{\int_G d\vec{z} \int_{\Delta u} du \varphi(\vec{z}, u) \cdot \varphi^{*'}(\vec{z}, u)}, \quad (I)$$

где $\varphi^{*'}(\vec{z}, u)$ - ценность нейтронов по отношению к асимптотической мощности, вычисленная в предположении о кусочно-постоянном ходе сечений. Заменяем $\varphi(\vec{z}, u)$ на $\psi(\vec{z}, u)/\Sigma(u)$, где $\Sigma(u)$ - полное сечение, $\psi(\vec{z}, u)$ - плотность столкновений. Вдали от концентрированных источников и от границ $\psi(\vec{z}, u)$ является, подобно $\varphi^{*'}(\vec{z}, u)$, как правило, плавной функцией энергии. Поэтому для достаточно больших зон G пространственные и энергетические переменные в подынтегральных функциях (I) могут быть разделены и формула усреднения принимает простой вид:

$$\bar{\Sigma}_\chi = \frac{\int_{\Delta u} du \Sigma_\chi(u) / \Sigma(u)}{\int_{\Delta u} du 1 / \Sigma(u)}$$

Однако, вблизи границы раздела сред, в окрестности концентрированных источников нейтронов плотность столкновений $\psi(\vec{z}, u)$ существенно зависит от координаты за счет нейтронов не испытавших с ядрами данной среды ни одного или лишь одно-два столкновения. В таком случае $\psi(\vec{z}, u)$ нельзя вынести за знак интегрирования по детаргии даже приближенно и усредненное сечение $\bar{\Sigma}_\chi$ будет зависеть от координаты. Избежать пространственной зависимости $\bar{\Sigma}_\chi$ можно лишь в том случае, если выбрать ширину группового интервала Δu

таким образом, чтобы сечение в его пределах менялось по закону, близкому к линейному [7]. Такой подход ведет к резкому увеличению числа групп в резонансной области энергии, что значительно увеличивает объем вычислительной работы и делает его практически невозможным, когда не известна детальная структура сечений в области резонансов. Эти трудности удается обойти, применив подгрупповой подход. Понятие подгрупп впервые появилось в работе [3], а затем развивалось и использовалось в работах [4, 5, 8].

Это понятие заключается в следующем.

Выделим участок летаргии ΔU , имеющий резонансный ход полного сечения $\sigma_t(U)$ и разобьем его на маленькие интервалы ΔU_i с таким расчетом, чтобы сечение в пределах ΔU_i менялось по закону, близкому к линейному. Пусть $\bar{\sigma}_t^i$ будут соответствующие средние сечения на ΔU_i ;

Объединим маленькие группы, у которых $\bar{\sigma}_t^i$ близки друг к другу в одну подгруппу и припишем ей сечение σ_{tj} .

Число подгрупп на данном участке ΔU определится структурой зависимости $\sigma_t(U)$.

Очевидно, что если сечение в пределах ΔU меняется слабо, то понятие подгруппы вырождается в понятие группы.

Подгрупповые сечения реакции получаются путем усреднения этих сечений по маленьким группам ΔU_i , входящим в состав подгруппы. Один из возможных методов выбора подгруппового разбиения рассмотрен в работе [8].

В настоящее время метод подгрупп реализован в диффузионном приближении для уточнения расчета потока нейтронов на границе раздела двух сред [5]. В связи с этим назрела необходимость иметь систему групповых констант, которая включала бы в себя и подгрупповые константы для описания структуры сечений в резонансной области.

Определение подгрупповых величин

Наиболее распространенной многогрупповой системой констант для расчета быстрых реакторов является разработанная в ФЭИ 26-я групповая система. Эта система констант успешно апробирована на многих физических расчетах быстрых реакторов и защиты.

В данной работе предлагается способ определения подгрупповых констант исходя из той информации о структуре сечений, которая содержится в 26-й групповой системе констант.

Исходя из общего принципа подгруппового подхода такие величины, как

$$\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle, \left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_0)^2} \right\rangle, \left\langle \frac{\sigma_c}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle, \left\langle \frac{\sigma_f}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle$$

можно представить в виде

$$\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle \approx \sum_{j=1}^n \frac{a_j}{\sigma_{tj} + \sigma_0};$$

$$\left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_0)^2} \right\rangle \approx \sum_{j=1}^n \frac{a_j}{(\sigma_{tj} + \sigma_0)^2};$$

$$\left\langle \frac{\sigma_c}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle \approx \sum_{j=1}^n a_j \frac{\sigma_{cj}}{\sigma_{tj} + \sigma_0};$$

(2)

$$\left\langle \frac{\sigma_f}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle \approx \sum_{j=1}^n a_j \frac{\sigma_{fj}}{\sigma_{tj} + \sigma_0};$$

где n - число подгрупп,
 a_j - доля подгруппы,
 $\sigma_{tj}, \sigma_{cj}, \sigma_{fj}$ - сечения подгрупп,
 $\sigma_t, \sigma_c, \sigma_f$ - эффективные сечения, зависящие от энергии
 σ_0 - сумма полных сечений всех других элементов, входящих в среду, на один атом рассматриваемого элемента,

Сечение σ_0 считается не зависящим от энергии. Скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по стандартному спектру $Y_0(U) = const.$

Рассмотрим подгрупповое представление среднегрупповых констант $\bar{\sigma}_t, \bar{\sigma}_c, \bar{\sigma}_f$ и способ определения величин типа $\langle \sigma_x / (\sigma_t + \sigma_0) \rangle$ и $\langle 1 / (\sigma_t + \sigma_0)^m \rangle$ через константы системы [I], $m = 1, 2.$

$$\begin{aligned}\bar{\sigma}_c(\sigma_0) &= \frac{\langle \frac{\sigma_c}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle}{\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle}, \\ \bar{\sigma}_f(\sigma_0) &= \frac{\langle \frac{\sigma_f}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle}{\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle}, \\ \bar{\sigma}_s(\sigma_0) &= \frac{\langle \frac{\sigma_s}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle}{\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle}, \\ \bar{\sigma}_t(\sigma_0) &= \frac{\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle}{\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_0)^2} \rangle} - \sigma_0.\end{aligned}\tag{3}$$

Нетрудно показать, что в тех случаях, когда рассматриваемый элемент присутствует в среде в малой концентрации (т.е. $\sigma_0 \rightarrow \infty$) или сечение в пределах группы меняется слабо, формулы (3) упрощаются

$$\begin{aligned}\bar{\sigma}_c &= \langle \sigma_c \rangle \\ \bar{\sigma}_f &= \langle \sigma_f \rangle \\ \bar{\sigma}_s &= \langle \sigma_s \rangle \\ \bar{\sigma}_t &= \langle \sigma_t \rangle.\end{aligned}\tag{4}$$

Применяя подгрупповой подход получим

$$\langle \sigma_t \rangle = \frac{\int_U \sigma_t(U) dU}{\Delta U} = \frac{\sum_{j=1}^n \Delta U_j \sigma_{tj}}{\Delta U} = \sum_{j=1}^n a_j \sigma_{tj} \tag{5}$$

Аналогично

$$\begin{aligned} \langle \sigma_c \rangle &= \sum_{j=1}^n a_j \sigma_{cj} \\ \langle \sigma_f \rangle &= \sum_{j=1}^n a_j \sigma_{fj} \\ \langle \sigma_s \rangle &= \sum_{j=1}^n a_j \sigma_{sj} \end{aligned} \quad (6)$$

Все вышесказанное можно отнести и к неупругому рассеянию, однако, неупругое рассеяние имеется в той области энергии, где резонансные эффекты незначительны, и поэтому в системе констант [I] резонансная структура неупругого рассеяния игнорируется. Поэтому $\sigma_{in} = \langle \sigma_{in} \rangle$. Равенства (2), (5) и (6) определяют всю совокупность условий, которым должны отвечать подгрупповые величины.

Левые части этих равенств можно получить через групповые константы и коэффициенты самоэкранировки приведенные в [I] для различных значений σ_0 . Приведенные в [I] коэффициенты самоэкранировки определены следующим образом:

$$\begin{aligned} f_c(\sigma_0) &= \frac{\bar{\sigma}_c(\sigma_0)}{\langle \sigma_c \rangle}, \quad f_f(\sigma_0) = \frac{\bar{\sigma}_f(\sigma_0)}{\langle \sigma_f \rangle}, \quad f_s(\sigma_0) = \frac{\bar{\sigma}_s(\sigma_0)}{\langle \sigma_s \rangle}, \\ f_t(\sigma_0) &= \frac{\bar{\sigma}_t(\sigma_0)}{\langle \sigma_t \rangle} \end{aligned}$$

Используя равенство

$$\sigma_t = \sigma_c + \sigma_s + \sigma_f + \sigma_{in},$$

можно записать

$$\frac{\langle \frac{\sigma_t}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle}{\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle} = f_c(\sigma_0) \langle \sigma_c \rangle + f_s(\sigma_0) \langle \sigma_s \rangle + f_f(\sigma_0) \langle \sigma_f \rangle + \langle \sigma_{in} \rangle.$$

Отсюда следует

$$\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \rangle = \frac{1}{f_c(\sigma_0) \langle \sigma_c \rangle + f_f(\sigma_0) \langle \sigma_f \rangle + f_s(\sigma_0) \langle \sigma_s \rangle + \langle \sigma_{in} \rangle + \sigma_0} \quad (7)$$

Принимая во внимание (7)

величины

$$\left\langle \frac{\sigma_c}{\sigma_t + \sigma_o} \right\rangle, \left\langle \frac{\sigma_f}{\sigma_t + \sigma_o} \right\rangle, \left\langle \frac{\sigma_s}{\sigma_t + \sigma_o} \right\rangle, \left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_o)^2} \right\rangle$$

можно получить через коэффициенты самоэкранировки из равенства (3).

Применяя метод наименьших квадратов к условиям (2), (5) и (6) мы можем определить подгрупповые величины $a_j, \sigma_{cj}, \sigma_{fj}, \sigma_{tj}, \sigma_{sj}$, наилучшим образом удовлетворяющие этим условиям.

Запишем квадратичную форму M в явном виде, приняв во внимание, что

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^n a_j &= 1. \\ M &= \sum_{\xi=1}^{m_1} M_{\xi} = \sum_{i=1}^{n_1} \left[F_{1i} - \left(\frac{A}{(\sigma_{t1} + \sigma_{oi})} + \sum_{j=2}^n \frac{a_j}{(\sigma_{tj} + \sigma_{oi})} \right) \right]^2 w_i + \quad (8) \\ &+ \sum_{i=n_1+1}^{n_2} \left[F_{2i} - \left(\frac{A}{(\sigma_{t1} + \sigma_{oi})^2} + \sum_{j=2}^n \frac{a_j}{(\sigma_{tj} + \sigma_{oi})^2} \right) \right]^2 w_i + \\ &+ \sum_{i=n_2+1}^{n_3} \left[F_{3i} - \left(\frac{A \sigma_{c1}}{(\sigma_{t1} + \sigma_{oi})} + \sum_{j=2}^n \frac{a_j \sigma_{cj}}{(\sigma_{tj} + \sigma_{oi})} \right) \right]^2 w_i + \\ &+ \sum_{i=n_3+1}^{n_4} \left[F_{4i} - \left(\frac{A \sigma_{f1}}{(\sigma_{t1} + \sigma_{oi})} + \sum_{j=2}^n \frac{a_j \sigma_{fj}}{(\sigma_{tj} + \sigma_{oi})} \right) \right]^2 w_i + \\ &+ \left[\langle \sigma_c \rangle - \left(A \sigma_{c1} + \sum_{j=2}^n a_j \sigma_{cj} \right) \right]^2 w_c + \left[\langle \sigma_f \rangle - \left(A \sigma_{f1} + \sum_{j=2}^n a_j \sigma_{fj} \right) \right]^2 w_f + \\ &+ \left[\langle \sigma_t \rangle - \left(A \sigma_{t1} + \sum_{j=2}^n a_j \sigma_{tj} \right) \right]^2 w_t; \end{aligned}$$

где
$$F_{1i} = \frac{1}{f_{oi} \langle \sigma_c \rangle + f_{ti} \langle \sigma_f \rangle + f_{si} \langle \sigma_s \rangle + \langle \sigma_{in} \rangle + \sigma_{oi}}$$

$$F_{2i} = \frac{F_{1i}}{f_{ti} \langle \sigma_t \rangle + \sigma_{oi}}$$

$$F_{3i} = F_{1i} f_{ci} \langle \sigma_c \rangle, \quad F_{4i} = F_{1i} f_{fi} \langle \sigma_f \rangle,$$

$$A = 1 - \sum_{j=2}^n a_j;$$

$$w_c, w_t, w_f, w_i = \frac{1}{(\Delta F_i)^2} \quad \text{- статистические веса.}$$

m - минимальное число подгрупп, описывающих с точностью до ошибок данные зависимости F_i и $\langle \sigma_i \rangle$ σ_{oi} ; n_1, n_2, n_3, n_4 - соответственно число значений F_i . В функционал M не входят условия по упругому рассеянию, так как подгрупповое сечение упругого рассеяния однозначно определяется равенством $\sigma_{sj} = \sigma_{tj} - \sigma_{cj} - \sigma_{fj} - \sigma_{in}$.

Функционал M определен на дискретном множестве σ_{oi} . Значения σ_{oi} могут совпадать для различных i , так как значения коэффициентов блокировок даны в работе [1] для определенного набора значений σ_{oi} . Следует заметить, что доля нейтронов i -й подгруппы определяются из условия нормировки:

$$a_i = 1 - \sum_{s=2}^n a_s$$

Для нахождения искомых параметров $a_j, \sigma_{tj}, \sigma_{cj}, \sigma_{fj}$ был использован метод линеаризации [6], алгоритм которого изложен в приложении.

Минимальное число параметров определялось из условия минимума величины

$$S^2 = \frac{M_{min}}{N - m},$$

где N - число точек, на которых определен функционал M с ненулевыми весами.

m - число зафиксированных параметров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью программы на ЭВМ М-20 были рассчитаны подгрупповые константы для тех элементов и тех групп, для которых даны коэффициенты самоэкранировки, т.е. там, где резонансные эффекты имеют существенное значение.

Следует отметить, что для описания структуры сечений, заданные факторами самоэкранировки [1] нигде не потребовалось более 3-х подгрупп.

В некоторых случаях имевшаяся в нашем распоряжении информация оказывалась недостаточной для однозначного определения всех подгрупповых параметров даже при двух подгруппах. В этом случае итерационный процесс отыскания минимума функционала M не сходилась. Для получения результатов в этих случаях приходилось фиксировать некоторые из подгрупповых параметров исходя из физических соображений. Обычно оказывалось достаточным положить $\sigma_{cj} = 0$ в подгруппе j соответствующей меньшему значению полного сечения (т.е. в подгруппе, описывающей межрезонансные области).

Фиксация параметров производилась и в тех редких случаях, когда в результате решения параметры не имели физического смысла (некоторые $\sigma_{ej} < 0$, например).

Интересно отметить, что несмотря на то, что подгрупповые параметры были получены нами из интегральных характеристик, их значения хорошо соответствуют энергетическому ходу сечения в резонансной области.

Полученные подгрупповые константы могут быть использованы не только в расчетах методом подгрупп. Подгрупповое представление системы групповых констант [1] позволит определять коэффициенты блокировки для любых разбавлений (для любого значения σ_0) по формулам (2) и (3), не прибегая к интерполяции, что делает систему констант более удобной в использовании.

Температурная зависимость сечений в системе констант [1] отражается коэффициентами самоэкранировки, которые даны для трех различных температур (300°K, 900°K, 2100°K). Для промежуточных значений температур необходима интерполяция.

В подгрупповом представлении этой интерполяции также можно избежать, если представить все подгрупповые константы в виде $A_0 + A_1 \sqrt{T/T_0}$, где A_0 - значение константы при $T_0 = 300^\circ\text{K}$. A_1 - параметр, определяющий температурную поправку. Температурные параметры для различных сечений можно определить, включив вышеуказанную зависимость в минимизируемый функционал (8).

В настоящее время подготовлена специальная программа для расчета температурных параметров A_1 .

Полученные подгрупповые константы приводятся в таблице № 1.

Коэффициенты самоэкранировки определяются через подгрупповые параметры, как правило, с той же степенью точности, что и в системе констант [1]. В таблице № 2 приведены коэффициенты самоэкранировки для урана-238 (верхние значения коэффициентов взяты из системы [1], нижние значения вычислены через подгрупповые параметры).

Значения средних сечений во всех случаях сохраняются с высокой степенью точности (3 значащие цифры). Для возможности расчетов в подгрупповом приближении приводимая система констант должна быть дополнена сечениями перехода из одной подгруппы в другую и сечениями замедления в более нижние группы.

В группах, содержащих большое число резонансов эти сечения могут быть легко вычислены:

а) сечение упругого замедления из подгруппы j группы i в подгруппу k группы $i+1$

$$\sigma_{z(i)}^{j \rightarrow k} = \frac{\xi}{\Delta u_i} \cdot \sigma_e^{j \rightarrow k} \cdot \sigma^{k \rightarrow i+1}$$

б) сечения упругого перехода из подгруппы j группы L в подгруппу той же группы

$$\sigma_{3(e)}^{j \rightarrow k \rightarrow L} = (\sigma_e^{j \rightarrow k} - \sigma_{3(e)}^{j \rightarrow L+1}) \Omega^{k \rightarrow L},$$

где

$$\sigma_{3(e)}^{j \rightarrow L+1} = \sum_K \sigma_{3(e)}^{j \rightarrow k \rightarrow L+1}$$

Формулы для сечений неупругих переходов справедливы т.к. в наших предположениях сечение неупругого перехода во всех подгруппах одинаково:

$$\sigma_{3(in)}^{j \rightarrow k \rightarrow L} = \sigma_{3(in)}^{i \rightarrow L} \cdot \Omega^{k \rightarrow L}$$

$$\sigma_{3(in)}^{j \rightarrow k \rightarrow L} = \sigma_{3(in)}^{i \rightarrow L} \cdot \Omega^{k \rightarrow L}$$

Ω^k - доля подгруппы k в группе.

Значение ξ и $\sigma_{3(in)}$ приведены в [1].

В низколежащих группах, содержащих малое число резонансов (например I), сечения переходов должны вычисляться из детального энергетического хода сечений.

Алгоритм сечений перехода для этого случая в настоящее время уже разработан. Результаты расчетов по соответствующей программе, так же как и температурные параметры будут приведены в следующем выпуске Бюллетеня.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Программа "ПАРАМЕТР"

Определение подгрупповых характеристик осуществлялось путем минимизации квадратичного функционала $\Phi\{y(\bar{a}, \bar{x})\}$, зависящего от иско-
мых параметров $\bar{a} = \{a_1, a_2, \dots, a_n\}$ только через свой функциональ-
ный аргумент, методом линеаризации с помощью программы "ПАРАМЕТР". Эта
программа написана на языке Алгол -60 в общем виде, допускающем примене-
ния ее для минимизации квадратичных функционалов произвольной формы. В
общем случае функционал Φ может быть представлен в форме

$$\Phi = \sum_{i=1}^{i_{max}} [F_i - y_i(a_j, x_i)]^2 w_i \quad (1)$$

где

F_i - аппроксимируемая функция

y_i - аппроксимирующая функция

a_j - параметры

x_i - переменная (в общем случае векторная)

w_i - нормированные статистические веса

i_{max} - максимальное число измеренных или вычисленных значений
функции F_i .

$j = 1, 2, \dots, n.$

n - число параметров.

В точке \bar{a}_{min} , отвечающей минимуму функционала, должны выполняться
равенства:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial a_k} = \sum_{i=1}^{i_{max}} \frac{\partial \Phi}{\partial y_i} \frac{\partial y_i}{\partial a_k} \Big|_{\bar{a} = \bar{a}_{min}} = 0 \quad (2)$$

Поскольку параметры a_k входят в уравнение (2) нелинейно, разложим
 $\partial \Phi / \partial a_k$ в ряд около некоторого значения $\bar{a} + \Delta \bar{a}$, где \bar{a} - произ-
вольный вектор параметров (нулевое приближение), и выберем затем $\Delta \bar{a}$
так, чтобы $\Phi(\bar{a} + \Delta \bar{a}) < \Phi(\bar{a})$

$$\frac{\partial \Phi(\bar{a} + \Delta \bar{a})}{\partial a_k} = \frac{\partial \Phi(\bar{a})}{\partial a_k} + \sum_{j=1}^n \frac{\partial^2 \Phi(\bar{a})}{\partial a_j \partial a_k} \Delta a_j + \quad (3)$$

Если \vec{a} близко к \vec{a}_{min} , то $\Delta\vec{a}$ будет мало и ограничившись в (3) первыми двумя членами разложения получим систему линейных уравнений относительно Δa_j , решив которую получим искомый вектор $\vec{a}_{min} = \vec{a} + \Delta\vec{a}$. Если $\Delta\vec{a}$ не мало, то и в этом случае отбросив члены второго порядка малости мы получим, решив систему, вектор $\Delta\vec{a}$, указывающий направление в пространстве a_k , по которому следует двигаться к минимуму. Возможно, что замена вектора \vec{a} на $\vec{a} + \Delta\vec{a}$ приведет к росту функционала. В этом случае следует сделать меньший шаг в том же направлении равный $\lambda\Delta\vec{a}$, где $0 < \lambda \leq 1$. Величина λ подбирается так, чтобы $\Phi(\vec{a} + \lambda\Delta\vec{a}) < \Phi(\vec{a})$. После этого процедура повторится до тех пор пока не будет достигнут минимум.

Достоинство этого метода заключается в том, что скорость достижения минимума слабо зависит от числа параметров. Таким образом данный метод приводит к системе линейных уравнений относительно Δa_j (см. (3) и (2))

$$\frac{\partial \Phi}{\partial a_k} + \sum_{j=1}^n \Delta a_j \sum_{i=1}^{l_{max}} \frac{\partial y_i}{\partial a_j} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y_i^2} \frac{\partial y_i}{\partial a_k} = 0 ; \quad (4a)$$

Запишем систему (4a) в матрично-векторном виде

$$\lambda \frac{\partial \Phi}{\partial a_k} + U_{jk} \vec{d}a_j = 0 ; \quad (4б)$$

где

$$U_{jk} = \sum_{i=1}^{l_{max}} \frac{\partial y_i}{\partial a_j} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y_i^2} w_i$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial a_k} = - \sum_{i=1}^{l_{max}} (F_i - y_i) \frac{\partial y_i}{\partial a_k} w_i$$

$$d a_j = \lambda \Delta a_j$$

общий множитель 2 в уравнении (4б) сокращен. Из уравнения (4б) получим

$$d a_j = - \lambda U_{jk}^{-1} \frac{\partial \Phi}{\partial a_k}$$

Параметры a_j находятся методом итераций

$$a_j^{(e+1)} = a_j^{(e)} + d a_j^{(e+1)}$$

Значение λ выбирается следующим образом. Если функционал Φ в данной итерации увеличился, то λ уменьшается в 3 раза, если функционал умень-

шлись, то λ увеличивается в 1,5 раза. В случае, если функционал зависит от своих параметров линейно, то их значения получаются в первой итерации (при $\lambda = 1$)

$$a_j^{(1)} = a_j^{(0)} + da_j,$$

коэффициенты корреляции параметров a_j определяются через матрицу U_{jk} .

$$S_{jk} = \frac{U_{jk}^{-1}}{\sqrt{U_{kk}^{-1} U_{jj}^{-1}}}$$

Устойчивость функционала по данному параметру a_j можно определить с помощью фактора корреляции

$$FR_j = U_{jj}^{-1} U_{jj}, \quad FR_j \geq 1$$

Если один из факторов корреляции больше 10^8 , то продолжать итерации не имеет смысла, так как ошибки округления при обращении такой матрицы слишком велики, т.е. нельзя ручаться за точность полученных результатов (вычисления в большинстве ЭЕМ производятся с точностью до 9 значащих цифр). Минимальное число параметров необходимое для описания с точностью до ошибок экспериментальной кривой F_i , можно определить из условия минимума оценки нормированной генеральной дисперсии

$$S^2 = \frac{\Phi_{min}}{l_{max} - \bar{n}},$$

где

l_{max} - число точки с ненулевыми весами,

\bar{n} - число нефиксированных параметров

Дисперсия параметров a_j определяется следующим образом

$$Da_j = S^2 \times U_{jj}^{-1}$$

Отметим, что в качестве функционала можно рассматривать, очевидно, и функционалы вида

$$\Phi = \sum_e \Phi_e.$$

Алгол-программа "Параметр" позволяет использовать ее как отдельную программу, а также как блок другой более общей программы. Для того, чтобы использовать программу "Параметр", необходимо дописать в ней два блока (или составных оператора):

блок вычисления аппроксимирующих функций $y_i(a_j, x_i)$, в котором также должен вычисляться функционал Φ (обозначенный в программе идентифика-

тором SF и блок вычисления производных $S_j = \frac{\partial y_i}{\partial a_j}$, из которых образуется матрица U_{jk} . Необходимые блоки могут быть записаны в машинном коде со специальным обращением к транслятору. Положение названных блоков указано в тексте алгол-программы. Однако эти блоки в более сложной программе могут занимать произвольное место, только тогда надо написать необходимые операторы перехода, чтобы сохранить логику программы "Параметр". Для фиксации параметров a_j предусмотрен специальный массив ll_j ($j = 1, 2, \dots, n$). Если $ll_k = 1$, то фиксируется параметр a_k . Следует отметить, что, вообще говоря, цикл по индексу i , в котором вычисляются производные и матрица (см. текст программы) зависит от вида функционала. Если функция F_i зависит от нескольких переменных, то возможны два способа образования этого цикла.

В общем случае (так сделано в программе) предполагается, что каждому значению F_i могут приписываться любые значения каждого переменного. Тогда размерность массива каждого переменного максимальна и равна общему числу точек, на которых задан функционал:

$$n_1 = n_2 = \dots = n_m = l_{max}$$

Однако, часто массив из l_{max} точек $\{x_1, x_2, x_3, \dots, x_m\}$ образуется путем сочетания значений x_k , выбранных из небольших совокупностей $\{x_{k1}, x_{k2}, \dots, x_{km}\}$ так, что $\prod_{k=1}^m n_k = l_{max}$. В этом случае экономнее в качестве исходных данных использовать не массив $\{x_k\}$, состоящий из $m \cdot l_{max}$ чисел, а m массивов x_k объемом n_k каждый, т.к. полный объем требует памяти $\sum_{k=1}^m n_k$ будет в этом случае меньше l_{max} . В этом случае массив из l_{max} точек $\{x_1, x_2, \dots, x_m\}$ образуется в самой программе, для чего заголовок цикла по i при вычислении матрицы U_{jk} :

```
for i := 1 step 1 until lmax do
```

изменяется на

```
i := 0;
```

```
for i1 := 1 step 1 until n1 do
```

```
for i2 := 1 step 1 until n2 do
```

```
for im := 1 step 1 until nm do
```

```
begin i := i + 1;
```

Такую форму цикла следует использовать и при вычислении y_i

Разумеется, соответствующие массивы и индексы должны быть описаны:

```
integer i1, ..., im, n1, ..., nm;
```

```
real array x1[1:n1], ..., xm[1:nm];
```

Всегда следует строго помнить о том, чтобы значения y_i при данном i соответствовало F_i . Другие необходимые пояснения к программе "Параметр" можно найти в тексте алгол-программы. Программа проверена с помощью транслятора ТА-2 на ЭВМ М-20.

Программа использует $(n^2 + 7n + 4 * i_{max} + 16)$ ячеек памяти для хранения исходных, промежуточных и конечных данных; сама программа после трансляции транслятором ТА-2 занимает около 500 ячеек (не считая памяти для вписываемых блоков вычисления функционала и его производных)

На печать выводятся следующие величины:

- nit* - номер итерации
- lam* - ограничитель шага по параметру
- S2* - оценка нормированной генеральной дисперсии
- a* - параметры
- da* - ошибки параметров
- y* - аппроксимирующие точки
- w* - относительные вклады в функционал $i^{\text{н}}$ точек
- U* - коэффициенты корреляции
- FR* - фактор неустойчивости.

Описание идентификаторов

а) Идентификаторы глобальные для программы "Параметр"
(должны быть определены перед входом в программу "Параметр")

real

eps - критерий сходимости функционала к минимуму

integer (см. текст программы),

n - число параметров функционала,

n1, n2, ..., nm - число точек по переменной,

x1, x2, ..., xm соответственно,

imax - общее число членов в функционале,

nitmax - максимальное число итераций,

array

Q[1:n] - параметры функционала,

ll[1:n] - массив, определяющий фиксацию параметров (параметр $a[k]$
фиксирован, если $ll[k] = 1$),

F[1:imax] - массив аппроксимируемых точек,

w[1:imax] - нормированные статистические веса.

В конце расчета на их места укладываются относительные вклады в функционал $i^{\text{е}}$ точек $x1[1:n1], x2[1:n2], \dots, xm[1:nm]$ - массивы значений переменных $x1, x2, \dots, xm$

б) Идентификаторы, локализованные в программе "Параметр"

real

SF - значение функционала,

SP - значение функционала в предыдущей итерации,

lam - ограничитель шага по параметрам,

Z1, Z2 - вспомогательные переменные используемые при обращении матрицы,

S2 - оценка нормированной генеральной дисперсии.

integer

i, j, k - вспомогательные переменные,

nit - номер итерации,

nif1 - число нефиксированных параметров,

nif2 - число точек с ненулевыми весами.

array

$U[1:n, 1:n]$ - матрица производных .

В конце расчета на ее место укладываются коэффициенты корреляции

$S[1:n]$ - производные функционала по параметрам ,

$da[1:n]$ - приращение параметров, рассчитываемых в каждой итерации.

В конце расчета на их место укладываются ошибки параметров

$FR[1:n]$ - фактор неустойчивости,

$B[1:n]$ - вспомогательный массив используемый в расчете da ($B_j = \frac{\partial \Phi}{\partial a_j}$),

$v[1:n]$ - вспомогательный массив для обращения матрицы,

$y[1:imax]$ - аппроксимирующие точки.

Программа "Параметр"

begin real eps;

integer n, imax, n1, nitmax;

inout ('r10-2', n, imax, n1, nitmax);

begin array a, ll[1:n], F, w[1:imax], x1[1:n1];

inout ('r10-2', a, ll, F, w, x1);

comment (Если число переменных больше одного, то необходимо соответственно описать и ввести $n2, n3, \dots, nm$ массивы

$x2[1:n2], x3[1:n3], \dots, xm[1:nm]$

comment do (Указание максимальных размеров массивов)

comment (Начало программы "Параметр")

begin real SF, SP, lam, z1, z2, S2;

integer i, j, k, nit, nif1, nif2;

array U[1:n, 1:n], S, da, B, FR, v[1:n], y[1:imax];

comment do (Указание максимальных размеров массивов $U, S, da, B,$

FR, v, y) $nit: = 0; lam: = 1;$

$n01: SF:=0;$

comment (Здесь должен быть записан блок или оператор вычисления аппроксимирующей функции $y[i]$ и самого функционала SF)

if nit = 0 then go to n02;

if SF > SP then

begin

lam := lam / 3;

for k := 1 step 1 until n do

begin a[k] := a[k] - da[k]; FR[k] := 0 end;

go to n03

end;

if abs((SP - SF) / SF) ≤ eps then go to n04;

n02: SP := SF;

lam := 1.5 * lam; if lam > 1 then lam := 1;

for j := 1 step 1 until n do

begin

B[j] := 0;

for k := 1 step 1 until n do

U[j, k] := 0

end;

for i := 1 step 1 until imax do

begin

comment (Здесь должен быть записан блок или оператор вычисления производной $\frac{\partial y_i}{\partial a_k}$ i -го члена функционала)

```
for j := 1 step 1 until n do
begin
  if ll[j] = 1 then go to Met 1;
  B[j] := B[j] + S[j] * w[i] * (F[i] - y[i]);
  Met 1: for k := j step 1 until n do
begin
  if ll[k] = 1 v ll[j] = 1 then
begin if j = k then U[j, k] := 1;
go to Met 2
end;
U[k, j] := U[j, k] := U[j, k] + S[j] * S[k] * w[i];
Met 2: end
end;
end;
for j := 1 step 1 until n do FR[j] := U[j, j];
comment (Начало обращения матрицы U)
for k := 0 step 1 until n-1 do
begin
  if U[1, 1] = 0 then go to Mend;
  z2 := 1/U[1, 1];
  for l := 2 step 1 until n do v[l-1] := U[1, l];
  for l := 1 step 1 until n-1 do
begin
  U[l, n] := z1 := -v[l] * z2;
  for j := l step 1 until n-1 do
  U[l, j] := U[l+1, j+1] + v[j] * z1
end;
end;
U[n, n] := -z2
end;
for i := 1 step 1 until n do
for j := i step 1 until n do U[j, i] := U[i, j] := -U[i, j];
comment (матрица U обращена)
```

n03: for $\kappa := 1$ step 1 until n do
begin

$da[\kappa] := 0;$

$FR[\kappa] := U[\kappa, \kappa] * FR[\kappa];$

if $FR[\kappa] < 0 \vee FR[\kappa] > 1$ then

begin

$nit := -nit;$

go to Mend

end;

for $j := 1$ step 1 until n do

$da[\kappa] := da[\kappa] + U[\kappa, j] * B[j] * lam;$

$a[\kappa] := a[\kappa] + da[\kappa]$

end;

comment (итерация закончена. Здесь можно записать оператор вывода величин, вычисляемых в каждой итерации).

$nit := nit + 1;$

if $nit < nitmax$ then go to n01;

n04: $nif1 := n;$ $nif2 := ni;$

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

begin

$w[i] := ((F[i] - y[i])^2 * w[i]) / SF;$

if $w[i] = 0$ then $nif2 := nif2 - 1;$

if $i \leq n$ then $nif1 := nif1 - t[i]$

end;

$S2 := SF / (nif2 - nif1);$

for $\kappa := 1$ step 1 until n do

begin

$da[\kappa] := \text{sgnt}(U[\kappa, \kappa] * S2);$

for $j := 1$ step 1 until n do

$U[\kappa, j] := U[\kappa, j] / \text{sgnt}(U[\kappa, \kappa] * U[j, j])$

end;

Mend: inout ('P2-10', $nit, lam, S2, a, da, y, w, U, FR$)

end

end

end;

Таблица I

Be (бериллий)					N (азот)				
NN группа	NN подгруппа	a_j	b_{c_j}	b_{t_j}	NN группа	NN подгруппа	a_j	b_{c_j}	b_{t_j}
		3	4	5			3	4	5
3	I	0,723	0,095	2,97	2	I	0,9937	0,220	1,61
	2	0,277	0,095	2,03		2	0,0063	0,220	0,559
4	I	0,165	0,040	4,61	3	I	0,9806	0,200	1,63
	2	0,835	0,040	1,78		2	0,0194	0,200	2,57
5	I	0,014	0,003	1,34	4	I	0,763	0,085	2,11
	2	0,986	0,003	3,23		2	0,237	0,085	1,43
6	I	0,028	0,000	2,00	5	I	0,456	0,030	2,36
	2	0,972	0,000	3,96		2	0,544	0,030	1,37
					6	I	0,321	0,045	3,04
						2	0,679	0,045	1,95

C (углерод)					O Кислород				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
1	1	0,352	0,002	0,76	1	1	0,252	0,506	191
	2	0,648	0,002	1,45		2	0,748	0,142	0,902
2	1	0,560	0,000	1,06	2	1	0,536	0,118	1,89
	2	0,440	0,000	1,96		2	0,464	$0,259 \cdot 10^{-1}$	0,935
3	1	0,597	0,000	1,68	3	1	0,545	0,003	2,58
		0,403	0,000	2,48		2	0,455	0,003	1,07
					4	1	0,8304	0,000	2,00
						2	0,1680	0,000	4,83
						3	0,0016	0,000	0,0526
					5	1	0,446	0,000	5,65
						2	0,554	0,000	3,21
					6	1	0,200	0,000	12,7
						2	0,800	0,000	3,83

Na (натрий)

Mg (магний)

Na (натрий)					Mg (магний)				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
6	I	0,461	$0,302 \cdot 10^{-3}$	6,29	6	I	0,071	$0,416 \cdot 10^{-3}$	15,3
	2	0,539	$0,298 \cdot 10^{-3}$	2,96		2	0,929	$0,400 \cdot 10^{-3}$	4,19
7	I	0,142	$0,220 \cdot 10^{-2}$	8,70	7	I	0,020	$0,384 \cdot 10^{-3}$	29,2
	2	0,858	$0,333 \cdot 10^{-3}$	3,22		2	0,980	$0,400 \cdot 10^{-3}$	7,57
8	I	0,085	$0,713 \cdot 10^{-2}$	10,1	9	I	0,063	$0,400 \cdot 10^{-1}$	45,0
	2	0,915	$0,652 \cdot 10^{-3}$	3,21		2	0,937	$0,160 \cdot 10^{-2}$	6,08
9	I	0,138	$0,609 \cdot 10^{-2}$	17,0	10	I	0,084	$0,508 \cdot 10^{-2}$	8,02
	2	0,862	$0,873 \cdot 10^{-3}$	3,42		2	0,916	$0,798 \cdot 10^{-4}$	3,63
10	I	0,003	0,645	30,2	II	I	0,084	$0,508 \cdot 10^{-2}$	8,02
	2	0,997	$0,656 \cdot 10^{-3}$	4,25		2	0,916	$0,798 \cdot 10^{-4}$	3,63
12	I	0,590	$0,100 \cdot 10^{-2}$	10,0					
	2	0,410	$0,995 \cdot 10^{-3}$	5,10					
13	I	0,357	0,260	228					
	2	0,643	$0,106 \cdot 10^{-1}$	29,7					
14	I	0,393	$0,100 \cdot 10^{-1}$	9,12					
	2	0,607	$0,997 \cdot 10^{-2}$	4,33					

Al (алюминий)

K (калий)

Al (алюминий)					K (калий)				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
4	1	0,9734	$0,400 \cdot 10^{-3}$	3,04	8	1	0,055	$0,426 \cdot 10^{-1}$	8,87
	2	0,0266	$0,395 \cdot 10^{-3}$	1,38		2	0,945	$0,388 \cdot 10^{-2}$	2,24
5	1	0,898	$0,398 \cdot 10^{-3}$	3,39	9	1	0,057	$0,901 \cdot 10^{-1}$	15,7
	2	0,102	$0,418 \cdot 10^{-3}$	1,49		2	0,943	$0,409 \cdot 10^{-2}$	2,23
6	1	0,889	$0,700 \cdot 10^{-3}$	4,35	10	1	0,042	0,225	21,0
	2	0,111	$0,700 \cdot 10^{-3}$	1,22		2	0,958	$0,470 \cdot 10^{-2}$	1,99
7	1	0,693	$0,100 \cdot 10^{-2}$	4,78	12	1	0,021	1,14	70,5
	2	0,307	$0,100 \cdot 10^{-2}$	1,91		2	0,979	$0,880 \cdot 10^{-2}$	2,24
8	1	0,592	$0,367 \cdot 10^{-2}$	7,32	13	1	0,014	12,1	156
	2	0,408	$0,184 \cdot 10^{-2}$	2,13		2	0,986	$0,251 \cdot 10^{-1}$	2,19
9	1	0,353	$0,467 \cdot 10^{-2}$	10,9					
	2	0,647	$0,461 \cdot 10^{-3}$	1,81					
10	1	0,469	$0,114 \cdot 10^{-1}$	15,1					
	2	0,531	$0,877 \cdot 10^{-3}$	0,814					
12	1	0,018	3,03	69,3					
	2	0,982	$0,03 \cdot 10^{-2}$	1,37					

Ti (титан)					V (ванадий)				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
8	1	0,008	0,249	51,4	9	1	0,105	$0,921 \cdot 10^{-1}$	20,3
	2	0,992	$0,523 \cdot 10^{-2}$	2,75		2	0,895	$0,371 \cdot 10^{-2}$	5,44
9	1	0,327	$0,290 \cdot 10^{-1}$	17,7	10	1	0,039	0,509	39,9
	2	0,673	$0,373 \cdot 10^{-2}$	4,63		2	0,961	$0,515 \cdot 10^{-2}$	10,9
10	1	0,401	$0,388 \cdot 10^{-1}$	62,3	11	1	0,480	0,101	78,7
	2	0,599	$0,892 \cdot 10^{-2}$	10,4		2	0,520	$0,217 \cdot 10^{-1}$	21,7
11	1	0,511	$0,301 \cdot 10^{-1}$	87,6	12	1	0,588	0,236	91,7
	2	0,489	$0,935 \cdot 10^{-2}$	33,3		2	0,412	$0,466 \cdot 10^{-1}$	19,9
12	1	0,168	0,157	34,9	13	1	0,284	0,77	179
	2	0,832	$0,283 \cdot 10^{-1}$	12,2		2	0,716	$0,54 \cdot 10^{-1}$	15,6
13	1	0,057	8,52	2,93	17	1	0,104	2,71	12,0
	2	0,943	0,146	7,87		2	0,896	$0,646 \cdot 10^{-1}$	5,82

Cr (хром)

Fe (железо)

I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
8	1	0,366	$0,165 \cdot 10^{-1}$	9,28	2	1	0,9613	$0,521 \cdot 10^{-2}$	3,87
	2	0,634	0,000	3,79		2	0,0387	0,000	2,11
9	1	0,566	$0,125 \cdot 10^{-1}$	10,8	3	1	0,816	$0,224 \cdot 10^{-2}$	3,74
	2	0,434	$0,213 \cdot 10^{-2}$	0,663		2	0,184	$0,252 \cdot 10^{-3}$	2,44
10	1	0,040	0,248	8,09	4	1	0,798	$0,342 \cdot 10^{-2}$	3,73
	2	0,960	0,000	2,68		2	0,202	$0,135 \cdot 10^{-2}$	1,60
11	1	0,054	0,243	12,9	5	1	0,013	$0,572 \cdot 10^{-1}$	10,8
	2	0,946	0,000	3,92		2	0,781	$0,359 \cdot 10^{-2}$	3,24
						3	0,206	$0,217 \cdot 10^{-2}$	1,12
12	1	0,494	$0,406 \cdot 10^{-1}$	22,9	6	1	0,024	$0,555 \cdot 10^{-1}$	26,9
	2	0,506	0,000	13,2		2	0,788	$0,428 \cdot 10^{-2}$	3,75
						3	0,188	$0,154 \cdot 10^{-2}$	1,05
13	1	0,074	0,169	46,7	7	1	0,009	0,194	19,5
	2	0,926	$0,189 \cdot 10^{-1}$	8,17		2	0,814	$0,478 \cdot 10^{-2}$	3,25
						3	0,177	$0,180 \cdot 10^{-2}$	0,977
14	1	0,003	13,0	53,8	8	1	0,217	$0,259 \cdot 10^{-1}$	7,67
	2	0,997	$0,109 \cdot 10^{-1}$	4,56		2	0,660	$0,222 \cdot 10^{-4}$	2,94
						3	0,123	$0,312 \cdot 10^{-2}$	0,778
15	1	0,004	20,0	36,7	9	1	0,030	$0,882 \cdot 10^{-1}$	29,0
	2	0,996	0,000	4,57		2	0,817	$0,285 \cdot 10^{-2}$	4,96
						3	0,153	$0,283 \cdot 10^{-2}$	1,04
					10	1	0,332	$0,479 \cdot 10^{-1}$	37,8
				2		0,395	0,000	4,62	
				3		0,273	$0,690 \cdot 10^{-2}$	0,331	
					11	1	0,003	0,731	8,82
				2		0,997	$0,281 \cdot 10^{-2}$	3,99	
					12	1	0,1547	$0,254 \cdot 10^{-1}$	14,5
				2		0,8386	0,000	7,33	
				3		0,0067	$0,996 \cdot 10^{-2}$	1,10	
					13	1	0,005	1,10	10,7
				2		0,995	$0,548 \cdot 10^{-2}$	5,88	
					14	1	0,002	33,0	62,3
				2		0,992	0,000	7,40	
				3		0,006	6,66	9,41	

Ni (никель)

Cu (медь)

Ni (никель)					Cu (медь)				
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
2	1	0,990	0,192	3,63	6	1	0,892	0,153.10 ⁻¹	4,42
	2	0,010	0,000	1,35		2	0,108	0,301.10 ⁻²	2,36
3	1	0,958	0,140	3,37	7	1	0,829	0,242.10 ⁻¹	5,47
	2	0,042	0,288.10 ⁻¹	1,58		2	0,171	0,000	2,70
4	1	0,787	0,806.10 ⁻¹	3,43	8	1	0,242	0,712.10 ⁻¹	10,0
	2	0,213	0,403.10 ⁻¹	1,87		2	0,758	0,142.10 ⁻¹	3,65
5	1	0,789	0,333.10 ⁻¹	3,65	9	1	0,184	0,165	15,6
	2	0,211	0,151.10 ⁻¹	1,33		2	0,816	0,117.10 ⁻¹	3,84
6	1	0,506	0,176.10 ⁻¹	6,02	10	1	0,143	0,468	30,7
	2	0,494	0,419.10 ⁻²	1,84		2	0,857	0,268.10 ⁻¹	4,23
7	1	0,518	0,141.10 ⁻¹	8,52	11	1	0,006	0,769	513
	2	0,482	0,351.10 ⁻²	2,26		2	0,388	0,349	12,3
8	1	0,357	0,258.10 ⁻¹	8,39	12	1	0,004	4,20	592
	2	0,491	0,000	2,97		2	0,283	0,656	17,3
	3	0,152	0,532.10 ⁻²	0,982		3	0,713	0,537.10 ⁻¹	3,99
9	1	0,402	0,342.10 ⁻¹	12,9	13	1	0,074	1,83	5,75
	2	0,598	0,587.10 ⁻²	3,90		2	0,926	0,113	6,11
10	1	0,220	0,664.10 ⁻¹	19,1	14	1	0,090	2,47	211
	2	0,780	0,176.10 ⁻²	8,62		2	0,910	0,150	65,4
11	1	0,681	0,450.10 ⁻¹	40,6	15	1	0,015	102	293
		0,319	0,477.10 ⁻²	3,24		2	0,985	0,138	6,79
12	1	0,138	0,131	16,6	16	1	0,008	30,0	36,4
	2	0,862	0,000	13,6		2	0,992	0,390.10 ⁻¹	6,87
13	1	0,201	0,242	34,3					
	2	0,799	0,000	16,4					

Zr (цирконий)					Nb (ниобий)				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
I0	I	0,869	$0,253 \cdot 10^{-1}$	10,1	I0	I	0,298	0,431	8,85
	2	0,131	$0,645 \cdot 10^{-3}$	4,73		2	0,702	0,242	7,27
II	I	0,413	$0,534 \cdot 10^{-1}$	10,6	II	I	0,320	1,37	10,0
	2	0,587	$0,850 \cdot 10^{-2}$	5,82		2	0,680	0,167	6,18
I2	I	0,220	0,103	15,4	I2	I	0,162	4,95	17,7
	2	0,780	$0,940 \cdot 10^{-2}$	7,21		2	0,838	0,359	6,73
I3	I	0,031	0,842	40,6	I3	I	0,188	9,68	23,3
	2	0,969	$0,950 \cdot 10^{-2}$	6,97		2	0,812	0,209	0,666
I4	I	0,023	1,77	48,6	I4	I	0,074	37,3	63,8
	2	0,977	$0,675 \cdot 10^{-2}$	6,22		2	0,926	0,642	8,17
I5	I	0,0092	16,1	59,4	I5	I	0,023	67,7	135
	2	0,9908	$0,167 \cdot 10^{-1}$	6,03		2	0,977	0,342	6,42
I6	I	0,023	37,3	116	I6	I	0,025	89,3	119
	2	0,977	0,116	6,34		2	0,975	0,160	6,21
I7	I	0,002	26,0	32,0	I7	I	0,031	100	116
	2	0,998	0,039	6,25		2	0,969	0,178	6,26
I					I8	2	0,005	15,3	19,0
						2	0,995	4,42	6,26
I					I9	I	0,0405	9,79	16,5
						2	0,9595	0,137	6,63

Mo (молибден)					W (вольфрам)				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
12	1	0,014	3,19	63,8	12	1	0,767	0,906	18,2
	2	0,986	0,407	6,60		2	0,233	0,458	13,2
13	1	0,079	2,50	30,5	13	1	0,002	64,8	446
	2	0,921	0,381	6,60		2	0,967	1,29	23,5
						3	0,031	0,000	11,5
14	1	0,081	4,50	43,2	14	1	0,006	121	747
		0,919	0,364	7,09		2	0,845	2,23	337
						3	0,179	0,000	14,1
15	1	0,045	28,1	99,0	15	1	0,014	193	899
		0,955	0,461	7,11		2	0,770	2,92	44,0
						3	0,216	0,28	11,9
16	1	0,011	92,5	138	16	1	0,200	36,7	1189
		0,989	0,369	8,62		2	0,046	0,000	13,1
						3	0,754	2,19	75,6
17	1	0,024	123	223	17	1	0,0605	268	1328
		0,976	0,319	5,99		2	0,4316	0,432	8,78
						3	0,4979	7,95	33,5
18	1	0,017	518	880	18	1	0,054	149	294
		0,884	0,083	8,40		2	0,946	0,946	7,44
		0,099	23,5	30,1					
19	1	0,019	437	894	19	1	0,220	349	598
		0,783	0,197	3,87		2	0,780	10,5	21,7
		0,198	7,30	19,1		20	1	0,318	608
			2	0,181	0,000		12,8		
			3	0,501	12,0		53,3		
					21	1	0,088	237	248
				2		0,912	2,31	12,9	
					22	1	0,178	663	688
				2		0,822	5,51	11,3	

Ta (тантал)					Re (рений)				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
10	1	0,451	1,40	11,6	12	1	0,196	20,4	34,1
	2	0,549	0,311	8,68		2	0,804	0,000	22,8
11	1	0,036	13,2	50,2	13	1	0,038	92,2	135
	2	0,964	1,05	10,6		2	0,962	3,64	36,2
12	1	0,059	27,6	84,5	14	1	0,027	229	386
	2	0,923	1,59	10,7		2	0,973	6,08	40,8
13	1	0,077	49,6	132	15	1	0,046	319	527
		0,923	1,59	9,55		2	0,954	7,80	37,5
14	1	0,121	70,1	146	16	1	0,080	487	607
	2	0,879	1,27	8,47		2	0,920	12,3	44,9
15	1	0,226	69,1	121	17	1	0,078	583	805
	2	0,774	1,19	8,52		2	0,922	10,5	40,0
16	1	0,188	139	210	18	1	0,058	648	1013
	2	0,812	2,17	9,44		2	0,942	10,5	28,3
17	1	0,043	507	997	19	1	0,035	1164	1360
	2	0,730	0,949	7,86		2	0,965	9,83	24,2
	3	0,227	42,3	68,6					
18	1	0,059	393	816	20	1	0,0465	868	941
	2	0,744	0,739	7,64		2	0,9535	18,9	31,8
	3	0,197	42,8	53,8		21	1	0,051	1266
				2	0,949		15,1	28,6	
19	1	0,083	1177	1734	22	1	0,077	6897	7710
	2	0,917	6,10	13,5		2	0,923	82,1	93,2
20	1	0,051	1856	1956	23	1	0,090	7272	7994
	2	0,526	1,87	7,25		2	0,910	62,9	75,6
	3	0,423	28,4	48,1					
21	1	0,227	48,1	68,1					
	2	0,773	6,55	9,75					
22	1	0,131	3624	38,7					
	2	0,869	10,0	15,4					

P_B (свинец)

B_i (висмут)

<i>P_B</i> (свинец)					<i>B_i</i> (висмут)				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
3	1	0,996	0,100·10 ⁻²	7,52	5	1	0,934	0,25·10 ⁻²	5,17
	2	0,004	0,100·10 ⁻²	1,91		2	0,066	0,25·10 ⁻²	2,70
4	1	0,934	0,100·10 ⁻²	6,21	6	1	0,107	0,25·10 ⁻²	2,89
	2	0,066	0,100·10 ⁻²	3,19		2	0,893	0,25·10 ⁻²	6,38
5	1	0,532	0,3·10 ⁻²	6,96	7	1	0,764	0,25·10 ⁻²	8,62
	2	0,468	0,3·10 ⁻²	4,27		2	0,236	0,25·10 ⁻²	3,90
6	1	0,208	0,4·10 ⁻²	8,89	8	1	0,599	0,25·10 ⁻²	11,9
	2	0,792	0,4·10 ⁻²	4,86		2	0,401	0,25·10 ⁻²	4,73
7	1	0,119	0,6·10 ⁻²	11,5	9	1	0,428	0,2·10 ⁻²	16,3
	2	0,881	0,6·10 ⁻²	6,85		2	0,572	0,2·10 ⁻²	5,29
					10	1	0,346	0,2·10 ⁻²	22,3
						2	0,654	0,2·10 ⁻²	5,78
					11	1	0,327	0,2·10 ⁻²	34,0
						2	0,673	0,2·10 ⁻²	7,24
					12	1	0,0023	0,247	137
						2	0,9927	0,297·10 ⁻²	8,44
					13	1	0,035	0,563	267
						2	0,965	0,340·10 ⁻²	8,51
					15	1	0,221	0,835	793
						2	0,779	0,475·10 ⁻²	57,7

Th²³² (торий)

U²³⁴ (уран)

Th ²³² (торий)					U ²³⁴ (уран)				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
9	I	0,597	0,701	13,0	II	I	0,615	1,62	17,8
	2	403	0,000	12,3		2	0,385	0,000	9,18
10	I	0,067	2,87	18,5	I2	I	0,415	3,36	23,9
	2	0,933	0,390	13,3		2	0,585	0,000	8,80
II	I	0,352	1,82	19,1	I3	I	0,0143	51,5	193
	2	0,648	0,161	12,0		2	0,9857	14,9	14,4
I2	I	0,198	4,48	34,1	I4	I	0,051	50,1	148
	2	0,802	0,568	10,3		2	0,949	0,99	13,1
I3	I	0,121	12,5	60,3	I5	I	0,069	73,6	190
	2	0,879	0,663	9,97		2	0,931	0,418	12,7
I4	I	0,072	36,8	119	I6	I	0,034	211	931
	2	0,928	0,685	10,1		2	0,966	0,789	12,4
I5	I	0,068	68,2	190	I7	I	0,039	485	912
	2	0,932	0,423	10,9		2	0,961	2,15	15,1
I6	0	0,041	245	569	I8	I	0,025	1110	1510
		0,959	0,845	10,0		2	0,975	1,99	9,30
I7	I	0,011	1437	1898	I9	I	0,0093	3306	3750
	2	0,806	0,639	9,15		2	0,9907	1,95	0,03
	3	0,183	13,7	68,4					
I8	I	0,011	2301	3841	21	I	0,087	8044	9376
	2	0,834	0,550	9,40		2	0,913	33,2	46,7
	3	0,155	13,4	62,3					
I9	I	0,0123	3387	3806					
	2	0,9032	0,955	12,0					
	3	0,0845	53,7	75,4					
20	I	0,0028	3537	3846					
	2	0,9100	0,910	10,7					
	3	0,0872	10,4	26,1					

U^{236} (уран)					U^{238} (уран)				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
II	I	0,615	1,78	178	10	I	0,856	0,538	14,1
	2	0,385	0,000	9,18		2	0,144	0,000	9,74
12	I	0,415	3,85	25,4	11	I	0,399	1,20	18,4
	2	0,585	0,000	9,34		2	0,601	0,206	11,1
13	I	0,0143	58,7	204	12	I	0,333	1,94	25,8
	2	0,9857	1,69	15,3		2	0,667	0,196	10,4
14	I	0,056	52,9	149	13	I	0,148	5,92	53,5
	2	0,944	1,12	14,0		2	0,852	0,371	10,2
15	I	0,069	80,5	220	14	I	0,075	22,2	120
	2	0,931	0,455	14,7		2	0,925	0,449	9,76
16	I	0,027	350	1300	15	I	0,051	60,0	266
	2	0,973	0,736	12,8		2	0,949	0,547	9,97
17	I	0,028	472	1402	16	I	0,007	520	789
	2	0,972	1,48	12,7		2	0,883	0,328	8,40
						3	0,110	5,70	51,3
					17	I	0,0238	659	2426
18	I	0,023	1253	3028		2	0,4417	0,631	4,40
	2	0,977	1,48	13,6		3	0,5345	1,99	38,2
19	I	0,026	1566	2374	18	I	0,005	2677	4022
	2	0,974	4,13	15,2		2	0,895	0,463	9,10
						3	0,100	16,0	123
21	I	0,056	5066	5483	19	I	0,0238	2348	5164
	2	0,944	17,3	26,8		2	0,3973	0,690	5,09
						3	0,5789	3,07	25,8
					20	I	0,0242	3246	4255
						2	0,7117	0,936	8,48
						3	0,2641	11,2	42,4
					21	I	0,0453	3552	3715
						2	0,6690	273	10,9
						3	0,2857	29,3	50,7

Pu^{240} (ПЛУТОНИЙ)					Pu^{242} (ПЛУТОНИЙ)				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
II	I	0,615	2,10	178	I8	I	0,118	277	720
	2	0,385	0,000	9,18		2	0,882	2,57	16,8
I2	I	0,415	4,35	24,6	22	I	0,451	2771	2974
		0,585	0,000	9,05		2	0,549	88,8	108
I3	I	0,0143	63,5	187					
	2	0,9857	1,82	14,0					
I4	I	0,056	59,5	149					
	2	0,944	12,6	14,0					
I5	I	0,069	87,0	190					
	2	0,931	4,92	12,7					
I6	I	0,0245	440	925					
	2	0,9755	1,26	7,52					
I7	I	0,0203	794	1396					
	2	0,9797	1,90	7,90					
I8	I	0,036	1261	2591					
	2	0,964	3,48	15,5					
I9	I	0,022	1858	2622					
	2	0,978	2,75	13,5					
20	I	0,021	1237	1648					
	2	0,979	2,50	26,4					
23	I	0,61	86632	93221					
	2	0,939	309	314					
24	I	0,207	3901	4227					
	2	0,793	373	396					

U^{233} (урвн -233)						U^{235} (урвн -235)					
NN группа	NN подгр.	α_j	β_{fj}	β_{cj}	β_{tj}	NN группа	NN подгр.	α_j	β_{fj}	β_{cj}	β_{tj}
II	I	0,895	5,02	0,950	15,4	II	I	0,017	12,9	4,22	30,6
	2	0,105	1,07	0,000	11,6		2	0,983	3,22	1,44	15,7
I2	I	0,863	7,42	1,62	18,0	I2	I	0,105	10,3	4,77	29,1
	2	0,137	1,52	0,000	13,0		2	0,895	3,69	1,78	17,8
I3	I	0,786	9,21	2,27	22,0	I3	I	0,681	7,12	3,63	25,9
	2	0,214	2,19	0,085	14,7		2	0,319	1,75	0,889	16,7
I4	I	0,231	18,1	5,18	34,3	I4	I	0,489	11,7	6,10	34,7
	2	0,769	6,03	1,31	19,6		2	0,511	3,09	1,61	19,5
I5	I	0,235	25,7	8,87	48,0	I5	I	0,366	21,0	12,3	48,8
	2	0,765	7,79	1,85	22,5		2	0,634	5,27	2,86	22,2
I6	I	0,234	36,4	17,6	68,0	I6	I	0,342	33,6	20,5	65,1
	2	0,766	9,72	29,6	25,4		2	0,658	0,89	3,78	23,8
I7	I	0,295	53,3	24,5	92,1	I7	I	0,276	54,6	35,6	101
	2	0,705	13,0	3,88	29,6		2	0,724	9,54	5,07	27,2
I8	I	0,026	261	116	399	I8	I	0,327	79,2	53,8	145
	2	0,690	33,1	12,7	58,4		2	0,673	13,4	6,46	32,0
	3	0,284	8,00	0,70	21,9						
I9	I	0,416	123	32,8	171	I9	I	0,306	109	83,0	207
	2	0,584	23,2	3,88	39,4		2	0,694	16,4	7,89	35,7
20	I	0,538	177	53,5	247	20	I	0,287	116	156	288
	2	0,462	29,9	4,26	46,2		2	0,713	16,1	12,6	39,8
21	I	0,251	227	55,4	300	21	I	0,117	177	257	453
	2	0,749	49,0	10,6	70,7		2	0,795	20,4	17,6	48,9
							3	0,088	0,000	0,000	13,3
22	I	0,204	346	162	523	22	I	0,269	44,0	20,9	78,2
	2	0,796	69,8	7,17	88,4		2	0,731	11,3	1,85	24,6
23	I	0,441	556	108	674	23	I	0,439	60,6	24,4	97,1
	2	0,559	188	22,2	223		2	0,561	15,1	4,17	32,6

Осколки деления
U²³³

Осколки деления
U²³⁵

Осколки деления U ²³³					Осколки деления U ²³⁵				
I	2	3	4	5	I	2	3	4	5
18	I	0,477	46,1	74,7	18	I	0,211	94,9	118
	2	0,523	0,000	31,3		2	0,789	6,32	38,1
19	I	0,0615	180	365	19	I	0,080	168	347
	2	0,9385	11,7	28,3		2	0,920	10,5	29,7
20	I	0,078	324	1358	20	I	0,092	242	1008
	2	0,922	12,5	47,1		2	0,908	11,9	41,4
21	I	0,112	459	599	21	I	0,0403	1737	2228
	2	0,888	42,3	69,6		2	0,9597	42,5	68,0
22	I	0,038	121	143	22	I	0,0027	1558	1738
	2	0,962	9,68	22,2		2	0,9973	8,95	25,0
23	I	0,285	66,3	68,0	23	I	0,038	283	235
	2	0,715	12,7	34,1		2	0,962	32,6	51,7

Pu^{239} (плутоний - 239)

Осколки деления
 Pu^{239}

NN группа	NN подгр.	α_j	β_{fj}	β_{cj}	β_{tj}	Осколки деления Pu^{239}				
						1	2	3	4	5
II	I	0,846	2,85	1,28	15,9	18	I	0,0094	593	734
	2	0,154	0,000	0,000	10,2		2	0,9906	24,7	53,6
I2	I	0,585	1,14	0,492	12,6	19	I	0,083	163	295
	2	0,415	4,42	2,32	22,0		2	0,917	11,5	27,9
I3	I	0,284	9,30	5,37	31,9	20	I	0,072	387	1568
	2	0,716	1,06	0,528	12,5		2	0,928	16,8	53,7
I4	I	0,273	13,1	8,39	40,1	21	I	0,471	242	316
	2	0,727	0,859	0,413	11,7		2	0,529	64,4	75,9
I5	I	0,233	27,2	19,2	69,5	22	I	0,145	54,7	72,8
	2	0,767	1,68	0,645	12,8		2	0,855	7,13	21,5
I6	I	0,198	54,9	41,8	127	23	I	0,722	103	109
	2	0,802	2,64	0,902	14,2		2	0,278	0,000	59,4
I7	I	0,036	214	235	588					
	2	0,231	44,8	22,5	75,7					
	3	0,733	1,45	0,674	13,3					
I8	I	0,086	545	465	1152					
	2	0,488	29,5	11,7	43,2					
	3	0,426	0,000	0,000	15,8					
I9	I	0,066	269	401	749					
	2	0,574	785	8,20	26,8					
	3	0,360	0,000	0,000	10,3					
20	I	0,173	535	356	920					
	2	0,671	26,6	15,2	49,4					
	3	0,156	0,000	0,000	12,6					
21	I	0,076	468	370	866					
	2	0,661	14,1	10,1	32,4					
	3	0,263	0,000	0,000	11,4					
24	I	0,036	534	828	1642					
	2	0,846	99,4	50,9	147					
	3	0,118	0,000	0,000	44,4					
25	I	0,738	2113	1559	3705					
	2	0,262	406	225,9	645,3					

Таблица 2

Коэффициенты самоэкранировки \cup ²³⁸

f_c				f_t				f_e			
10^3	10^2	10	0	10^3	10^2	10	0	10^3	10^2	10	0
1,00	0,99	0,98	0,93	1,00	1,00	0,98	0,97	1,00	1,00	0,99	0,98
1,0	0,99	0,97	0,94	1,0	1,0	0,98	0,96	1,0	1,0	0,99	0,98
1,00	0,98	0,89	0,80	1,00	0,99	0,96	0,92	1,00	1,00	0,97	0,93
1,0	0,97	0,89	0,81	1,0	0,98	0,93	0,89	1,0	0,99	0,97	0,95
0,99	0,92	0,75	0,63	0,99	0,99	0,87	0,73	0,99	0,98	0,91	0,85
0,99	0,94	0,75	0,63	0,99	0,95	0,81	0,75	1,0	0,98	0,90	0,85
0,96	0,82	0,56	0,46	0,95	0,88	0,75	0,60	0,98	0,94	0,84	0,70
0,98	0,83	0,55	0,46	0,97	0,83	0,66	0,63	0,99	0,91	0,77	0,72
0,89	0,63	0,34	0,29	0,91	0,74	0,64	0,50	0,95	0,84	0,74	0,60
0,89	0,62	0,33	0,30	0,90	0,74	0,61	0,51	0,95	0,84	0,73	0,63
0,81	0,42	0,23	0,17	0,84	0,60	0,53	0,43	0,86	0,66	0,56	0,48
0,84	0,42	0,22	0,19	0,80	0,49	0,44	0,43	0,90	0,65	0,52	0,51
0,65	0,27	0,136	0,106	0,87	0,60	0,50	0,46	0,84	0,73	0,68	0,63
0,65	0,27	0,136	0,106	0,79	0,60	0,48	0,46	0,93	0,81	0,68	0,63
0,35	0,13	0,063	0,049	0,38	0,17	0,14	0,070	0,37	0,23	0,19	0,12
0,36	0,12	0,067	0,050	0,34	0,23	0,10	0,062	0,43	0,33	0,20	0,13
0,30	0,108	0,52	0,042	0,39	0,29	0,25	0,22	0,54	0,45	0,42	0,38
0,30	0,109	0,052	0,042	0,40	0,30	0,24	0,23	0,54	0,46	0,41	0,38
0,19	0,058	0,029	0,023	0,15	0,096	0,078	0,047	0,29	0,17	0,14	0,10
0,20	0,056	0,032	0,023	0,15	0,11	0,067	0,044	0,32	0,19	0,14	0,105
0,23	0,065	0,030	0,023	0,17	0,11	0,087	0,075	0,43	0,31	0,28	0,24
0,23	0,065	0,031	0,023	0,18	0,12	0,083	0,075	0,49	0,35	0,27	0,24
0,27	0,084	0,041	0,034	0,16	0,93	0,072	0,059	0,64	0,54	0,52	0,49
0,27	0,84	0,043	0,033	0,17	0,095	0,068	0,061	0,066	0,55	0,52	0,48

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л.П. Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев.
Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.Атомиздат, 1964г.
2. Г.И.Жарчук. Методы расчета ядерных реакторов. М.Атомиздат, 1961 г.
3. М.Н.Николаев, В.В.Филиппов. "Атомная энергия" 15, 493 (1963)
4. М.Н.Николаев, А.А.Игнатов, В.Ф.Хохлов, С.Б.Шихов.
Методы подгруппы и его реализация в диффузионном приближении. Инженерно-физические вопросы ядерных реакторов. М.Атомиздат, 1966 г.
5. М.Н.Николаев, А.А.Игнатов. Метод подгрупп. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Выпуск третий, стр. 409. М.Атомиздат 1966г.
6. С.Н.Соколов, И.Н.Силин. Минимизация функционала методом линеаризации. Дубна, 1959 г.
7. А.З.Лейбуновский и др. Доклад № 357 на II Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1964 г.
8. М.Н.Николаев. "Обеспеченность нейтронных расчетов быстрых реакторов групповыми константами и потребности в ядерных данных"
Доклад на симпозиуме СЭБ "Состояние и перспективы развития атомной энергетики с реакторами на быстрых нейтронах".
Обнинск, 11-15 декабря 1967 г.

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ХА-
РАКТЕРИСТИК БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

М.Н. Зизин

В В Е Д Е Н И Е

Обилие существующих в настоящее время различных систем констант вызывает настоятельную необходимость сопоставления и осмысливания результатов расчета реакторов, полученных с их помощью. Наблюдающиеся расхождения могут быть разделены на две основные категории:

- а) различие в самих системах констант;
- б) различие в методах использования этих систем для расчета реакторов.

Для того, чтобы исключить последнюю причину, необходимо проводить расчеты с разными системами констант по одним и тем же программам, что, к сожалению, не всегда возможно. В этом случае особенно важно понимание различия в методах расчета, которое невозможно без детального описания принципов и алгоритмов, заложенных в существующие программы расчета реакторов на быстродействующих электронно-вычислительных машинах.

В данной работе описывается комплекс программ для расчета основных физических характеристик быстрых реакторов, эксплуатируемый в научно-исследовательском институте атомных реакторов, г.Мелекесс.

Комплекс предназначен для расчета таких физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах, как эф-

эффективный коэффициент размножения, коэффициент воспроизводства и его составляющие, скорости реакций, тепло-выделение, коэффициенты реактивности, эффективная доля запаздывающих нейтронов и время жизни мгновенных нейтронов.

При создании комплекса ставилась задача полной автоматизации всестороннего расчета реакторов с использованием на разных этапах этого расчета серии различных специализированных программ и сведение к разумному минимуму ручной обработки результатов машинного расчета. Предполагалось, что помимо расчета реакторов комплекс должен использоваться для расчета параметров, измеряемых на критстендах, и для сравнительного анализа расчетных и экспериментальных значений этих параметров.

В комплекс входит 14 различных программ, объединенных в единое целое унифицированной зоной задания. Объединение программ позволяет на различных этапах расчета непосредственно использовать результаты предыдущих этапов без вывода их из машины и промежуточной ручной обработки. Исключение ряда промежуточных операций по заготовке, хранению и обработке исходных данных для программ, входящих в комплекс, позволяет значительно сократить время, необходимое пользователю для получения результатов полного расчета реактора.

В качестве основных сечений используется 26-ти групповая система констант БНАБ [1]. Кроме того, могут быть использованы константы УОМ [2] вместе с их

модификацией УОМД [3].

В состав комплекса входят программы, позволяющие вычислять для сферически-симметричных систем эффективный коэффициент размножения, коэффициент воспроизводства и его составляющие не только в P_1 , но и в P_3 и P_5 - приближениях. Остальные параметры могут быть рассчитаны только в P_1 - приближении.

Все расчеты в P_1 - приближении проводятся в одномерной сферической, цилиндрической или плоской геометрии, причем утечка вбок или вверх учитывается добавлением в полное сечение увода нейтронов из группы k члена $\kappa^2 D_k$, где κ^2 - геометрический параметр, а D_k - коэффициент диффузии в группе k . Расчеты в P_3 и P_5 - приближениях проводятся только для сферически-симметричных систем.

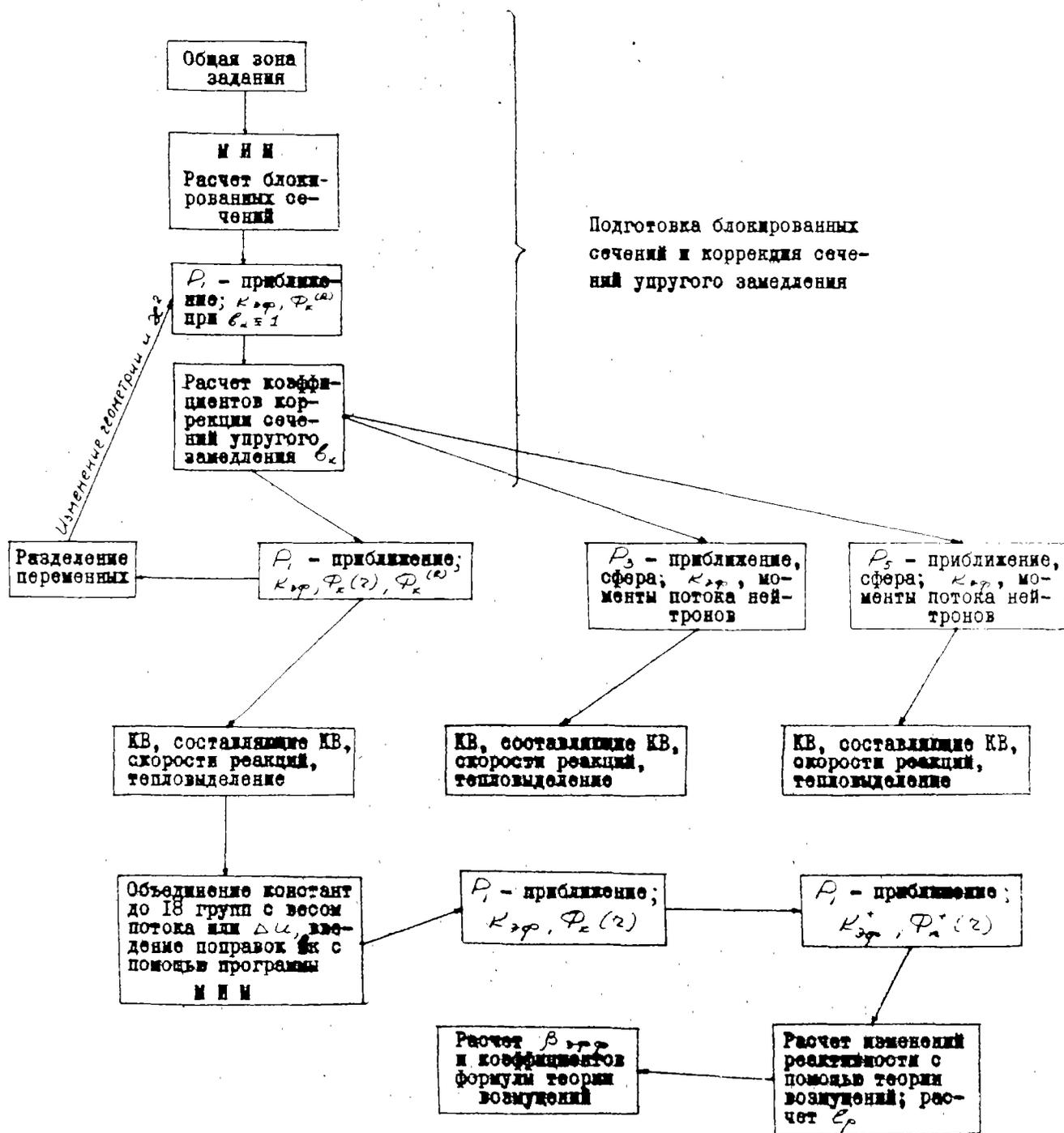
Число зон разного состава в реакторе не больше 5, число различных элементов в зоне ≤ 45 , число точек - до 90, число групп до 25. Обычно 26-ти групповая система констант сводится к 25-ти групповой просто отбрасыванием тепловой группы, но имеется возможность объединить любое число групп с весом заданного или полученного спектра, или с весом интервалов латергии, то есть по спектру Ферми.

Критичность может достигаться изменением размера любой зоны.

Кроме реактора, может быть произведен расчет ячейки.

Рассмотрим далее каждую из программ, входящих в комплекс, отдельно.

БЛОК - СХЕМА КОМПЛЕКСА ПРОГРАММ ДЛЯ РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ
ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ



МИМ - программа расчета и усредне-
ние макро-и микросечений по си-
стеме констант БНАБ

В системе констант БНАБ [I] для каждого элемента "А" приводятся групповые значения не заблокированных сечений этого элемента и отдельно коэффициенты гомогенной резонансной блокировки f , являющейся функциями сечения разбавления $\sigma_{0,A}^k$, где k - номер группы. Сечение разбавления представляет собой сумму полных сечений всех других элементов, входящих в состав данной зоны реактора, на одно ядро данного элемента "А".

При определении коэффициентов блокировки необходимо пользоваться логарифмической интерполяцией, так как зависимость коэффициентов блокировки от сечения разбавления приведена в [I] в виде таблиц в основном для целых степеней Ю. Если σ_0 лежит между табличными значениями $\sigma_{0,n}$ и $\sigma_{0,e}$, т.е.

$$\sigma_{0,n} < \sigma_0 < \sigma_{0,e}$$

то

$$f(\sigma_0) = f(\sigma_{0,n}) + [f(\sigma_{0,e}) - f(\sigma_{0,n})] \frac{\ln \sigma_0 - \ln \sigma_{0,n}}{\ln \sigma_{0,e} - \ln \sigma_{0,n}}$$

Индексы k и "А" у $\sigma_{0,A}^k$ для простоты записи опущены.

Если $\sigma_{0,n} = 0$, то используется линейная интерполяция:

$$f(\sigma_0) = f(0) + [f(\sigma_{0,e}) - f(0)] \frac{\sigma_0}{\sigma_{0,e}}$$

Если σ_0 больше, чем максимальное значение $\sigma_{0,max}$, для которого приведены значения блокировок, то использу-

ется экстраполяционная формула:

$$f(\sigma_0) = f(\sigma_{0,max}) + [1 - f(\sigma_{0,max})] \frac{\ln \sigma_0 - \ln \sigma_{0,max}}{\ln 10}$$

Следует оговорить, что эта формула используется только в том случае, если $(\sigma_0 / \sigma_{0,max}) \leq 10$, в противном случае принимается, что $f(\sigma_0) = f(\sigma_{0,max})$

Если значение σ_0 меньше минимального значения

$\sigma_{0,min}$, приведенного в таблице для данного элемента, то принимается, что $f(\sigma_0) = f(\sigma_{0,min})$

Для ряда элементов в системе констант БНАБ имеется температурная зависимость коэффициентов блокировок. Принято, что они прямо пропорциональны \sqrt{T} [4].

В этом случае интерполяцию и экстраполяцию коэффициентов блокировки по температуре необходимо проводить следующим образом:

$$f(T) = f(T_1) + [f(T_2) - f(T_1)] \frac{\sqrt{T} - \sqrt{T_1}}{\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1}}$$

Здесь T_1 и T_2 - табличные значения температур и

$$T_1 < T < T_2$$

После введения поправок на резонансную блокировку сечений, т.е. после перемножения соответствующих сечений на коэффициенты блокировок находятся следующие сечения:

$\sigma_{sf\alpha, A}^k$ - сечение полного увода нейтронов из группы k для изотопа "А".

$$\sigma_{sf\alpha, A}^k = \bar{\sigma}_{s, A}^k + \bar{\sigma}_{f, A}^k + \bar{\sigma}_{\alpha(k), A}^k + \sigma_{in, A}^k - \sigma_{in, A}^{(k, k)}$$

$\sigma_{t2, A}^k$ - транспортное сечение

$$\bar{\sigma}_{t_2, A}^k = (\bar{\sigma}_{t_1, A}^k - \bar{\sigma}_{f, A}^k - \bar{\sigma}_{c, A}^k - \bar{\sigma}_{sm, A}^k)(1 - \mu_{e, A}^k) + \bar{\sigma}_{t_1, A}^k + \bar{\sigma}_{c, A}^k + \bar{\sigma}_{sm, A}^k$$

Черта над $\bar{\sigma}$ означает, что в сечение введена поправка на резонансную блокировку.

При необходимости вести счет с числом групп меньше 26 может быть произведено усреднение сечений с весом P_k , который может быть или потоком нейтронов в группе k для интервалом летаргии.

Перед усреднением в сечение упругого замедления вводится поправка на форму спектра внутри группы.

Если в новую группу α входит L_α объединяемых групп, начиная с номера t_α , то формулы усреднения можно записать в следующем виде:

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_\alpha} \right\rangle = \frac{\sum_{k=t_\alpha}^{t_\alpha + L_\alpha - 1} P_k / \bar{\Sigma}_{t_2}^k}{\sum_{k=t_\alpha}^{t_\alpha + L_\alpha - 1} P_k}$$

$$\langle \lambda_\alpha \rangle = \sum_{k=t_\alpha}^{t_\alpha + L_\alpha - 1} \lambda_k$$

$$\left\langle V_f \Sigma_f^\alpha \right\rangle = \frac{\sum_{k=t_\alpha}^{t_\alpha + L_\alpha - 1} v_f \sum_f^k P_k}{\sum_{k=t_\alpha}^{t_\alpha + L_\alpha - 1} P_k}$$

$$\langle \sum_{3(e)}^{\alpha} \rangle = \frac{\sum_{t_d + \Delta_d - 1}^{t_d + \Delta_d - 1} P}{t_d + \Delta_d - 1}$$

$$\langle \sum_{in}^{\beta \rightarrow \alpha} \rangle = \frac{\sum_{k=t_p}^{t_p + \Delta_p - 1} \sum_{k=t_d}^{t_d + \Delta_d - 1} \sum_{k \rightarrow j}^{k \rightarrow j} P_k}{t_p + \Delta_p - 1}$$

$$\langle \sum_d^{\alpha} \rangle = \frac{\sum_{k=t_d}^{t_d + \Delta_d - 1} [(\sum_d^k - \sum_{3(e)}^k) P_k - \sum_{d=P_{in}}^{k-1} \sum_{in}^{j-k} P_d]}{\sum_{k=t_d}^{t_d + \Delta_d - 1} P_k} +$$

$$+ \frac{\sum_{t_d + \Delta_d - 1}^{t_d + \Delta_d - 1} P}{t_d + \Delta_d - 1}$$

$$\sum_{k=t_d} P_k$$

Этот способ усреднения констант с весом потока дает хорошие результаты, если внутри новой объединенной группы пространственные и энергетические переменные разделяются [5], чего всегда можно достигнуть соответствующим выбором нового группового разбиения.

Полученные таким образом макросечения записываются на рабочую магнитную ленту, откуда затем выбираются для дальнейшего расчета. Микросечения, блокированные по составу зон реактора, записываются на магнитную ленту только в том случае, если в дальнейшем предполагается рассчитывать эффекты изменения реактивности. Имеется возможность специально для расчета Допплер-эффекта по теории

возмущений записать на магнитную ленту микросечения, блокированные по составу любой зоны реактора при различных температурах: 300°K , 600°K , 900°K , 1500°K и 2100°K .

Для расчета скоростей реакций, коэффициента воспроизводства и его составляющих, а также для расчета эффективной доли запаздывающих нейтронов на магнитный барабан записываются сечения деления и захвата каждого элемента, входящего в состав данной зоны.

Поскольку спектр нейтронов деления является функцией среднего числа нейтронов, испускаемых на одно деление (ν), то он выбирается в зависимости от ν , которое может принимать дискретные значения 2.4; 2.6; 2.8; 3.0.

Поскольку отличие спектра деления при разных ν не очень велико, вводить интерполяцию мы сочли нецелесообразным.

Необходимо отметить следующее изменение в каталоге сечений БНАБ-26, сделанное ввиду ограниченных возможностей ряда программ, входящих в комплекс и касающееся матрицы сечений неупругого рассеяния. Сечения перехода из группы k ($k \leq 8$) в группу j ($j > 9$) включены в сечение перехода из группы k в 9-ю группу, а сечения перехода из группы k ($k > 8$) в группы с номером больше $k + 1$ включены в переходы из k в $(k + 1)$, причем последние прибавлены к сечению упругого замедления. Таким образом, матрица сечений неупругого рассеяния содержит переходы только в пределах первых девяти групп (36 чисел).

Программа расчета $K_{эф}$ и потоков
нейтронов в $\frac{E}{E_0}$ - приближении

Поскольку методы, положенные в основу расчета нейтронного поля с помощью данной программы, описывались неоднократно [6,7,8,9], то мы остановимся только на основных ее характеристиках и особенностях.

1. Границы раздела зон совпадают с расчетными узлами. Первая расчетная точка отстоит от центра на расстоянии $\Delta r = d/n$, где d - размер зоны, n - число точек в зоне.

2. Число точек в зоне не может превышать 63, а в целом по реактору 90.

3. Число групп не больше 25, неупругие переходы учитываются только в пределах первых девяти групп.

Выведение $K_{эф}$ на единицу может производиться за счет толщины любой зоны по следующему закону.

$$d_{s+1}^k = d_s^k - \frac{d_s^k - d_{s-1}^k}{K_{эф}^s - K_{эф}^{s-1}} (K_{эф}^s - 1)$$

где s - номер итерации, а d^k - толщина зоны k . Для первого изменения размера d_{s-1} и $K_{эф}^{s-1}$ считаются равными нулю.

Расчет "голого" реактора производится с выведением $K_{эф}^{20A}$ на константу, которая вводится в зоне задания.

Поскольку макросечения рассчитываются с помощью программы МИМ, то в данной программе концентрации элементов задаются в виде единиц, по одной в каждой зоне. Если в составе зоны есть водород, то его сечения зада-

ются отдельно, что вызвано особым способом учета рассеяния на ядрах водорода при данном способе расчета реакторов [6,7,8,9] .

Расчет коррекции группового сечения
упругого замедления

Известно, что групповое сечение упругого замедления нейтронов $\sigma_{z/c, g}^k$ зависит от формы внутригруппового спектра нейтронов и ширины группы. Эта зависимость учитывается с помощью введения поправочного коэффициента.

Если предположить, что ширина группы превышает максимальную потерю энергии при упругом рассеянии нейтронов, то, как показано в [1] ,

$$\sigma_{z/c, g}^k = \frac{\bar{\sigma}^k}{\Delta u_g} \epsilon_k$$

где

$$\epsilon_k = \frac{F_k(u_{min} - \frac{1}{2}\bar{E})}{F_k(u)}$$

Значения $F_k(u)$ получаются в процессе расчета реактора; таким образом, для отыскания \bar{E}_k нам необходимо найти $F_k(u_{min} - \frac{1}{2}\bar{E})$. Методика расчета $F_k(u_{min} - \frac{1}{2}\bar{E})$ была предложена Николаевым М.И. и состоит в том, что поток нейтронов внутри группы $\Phi(u)$, можно представить в виде квадратичной функции летаргии u

$$\Phi(u) = C_1 + C_2 u + C_3 u^2 .$$

При этом предположении нахождение коэффициентов C_1, C_2 и C_3 не представляет труда, если известны интегральные потоки $\Phi_k(u)$ для трех соседних групп, полученные из расчета реактора в первом приближении.

Таким образом, для нахождения коэффициентов β_k задача сначала решается в первом приближении с использованием неподправленных значений $\sigma_{3(\beta),A}^k$

Затем рассчитываются коэффициенты β_k , находятя подправленные значения $\sigma_{3(\beta),A}^k$ и задача решается во втором приближении, причем для сокращения времени расчета используются источники из первого приближения. Т.к. для счета первых трех групп форма спектра считается стандартной (спектр деления), то для них поправки уже введены в исходных константах; поэтому $\beta_{1,2,3} \equiv 1$, так же как и для двух последних групп.

Следует обратить внимание, что поправка вводится также и в поперечное сечение увода нейтронов из данной группы, поскольку оно содержит в себе сечение упругого замедления.

Данная программа после второго расчета потоков нейтронов печатает интегральные по зонам потоки для всех групп и может выдавать эти потоки и β_k на перфорацию для дальнейшего использования при усреднении сечений.

Программы расчета сферически-симметричных
реакторов в P_1 и P_2 - приближениях.

Обе программы созданы в математическом отделе физико-энергетического института, г.Обнинск, и с небольшими изменениями включены в комплект.

Методика расчета подробно изложена в [6,7,8,9], поэтому мы здесь ее рассматривать не будем.

Остановимся на основных особенностях этих программ:

- а) P_1 - приближение
- геометрия - сфера
 - число зон ≤ 5
 - число групп ≤ 25
 - число точек ≤ 89
 - число точек в одной зоне ≤ 63

Первый расчетный узел лежит на расстоянии одного шага Δz от центра реактора.

- б) P_2 - приближение
- геометрия - сфера
 - число зон ≤ 5
 - число групп ≤ 25
 - число точек ≤ 50
 - число точек в одной зоне ≤ 31

Первый расчетный узел лежит на расстоянии $\Delta z/2$ от центра реактора.

При вычислении поправки в сечении замедления при расчетах по этим программам используются потоки, получен-

ные в P_1 - приближении. В качестве начального распределения источников берется распределение, полученное в P_2 - приближении, что значительно сокращает время расчета. Особенно заметен этот эффект в P_3 - приближении.

Программа расчета скоростей реакций, хода тепловыделения, коэффициента воспроизводства и его составляющих

Существует три варианта этой программы - для P_1 , P_2 и P_3 - приближений, которые принципиально отличаются друг от друга.

Рассчитываются следующие величины:

1. Интегральные потоки по каждой зоне R для всех групп κ

$$\Phi_{\kappa}^{(R)} = \int_{V_R} \rho_{\kappa}(z) z^{\alpha} dz$$

Утечки из зоны в зону и из последней зоны в пустоту I_{κ}^R

2. Суммарный по всем группам поток $\overline{\Phi}(z_i)$ в каждой точке i

$$\overline{\Phi}(z_i) = \sum_{\kappa=1}^m \Phi_{\kappa}(z_i)$$

3. Для каждого элемента, входящего в состав реактора, скорости реакций захвата и деления, нормированные на первую точку:

$$R_{c,A}(z_i) = \sum_{k=1}^m \sigma_{c,A}^k \Phi_k(z_i),$$

$$R_{f,A}(z_i) = \sum_{k=1}^m \sigma_{f,A}^k \Phi_k(z_i),$$

а также интегральные числа захватов и делений в каждой зоне R

$$R_{c,A}^{(R)} = \sum_{k=1}^m \sigma_{c,A}^k \Phi_k^{(R)},$$

$$R_{f,A}^{(R)} = \sum_{k=1}^m \sigma_{f,A}^k \Phi_k^{(R)}$$

Здесь следует заметить, что сечения в данном случае являются функциями зоны R , т.к. от состава зоны зависит их резонансная блокировка. В случае, если данный элемент отсутствует в составе зоны R , то для подсчета скоростей реакций используются неблокированные сечения этого элемента.

4. Тепловыделение

$$q(z_i) = \sum_A [F_{f,A}(z_i) + 0.035 F_{c,A}(z_i)].$$

Здесь

$$F_{f,A}(z_i) = R_{f,A}(z_i) N_A^R,$$

$$F_{c,A}(z_i) = \rho_{c,A}(z_i) N_A^R$$

N_A^R - концентрация элемента "А" в зоне R.

Суммирование проводится по всем элементам, входящим в состав реактора.

5. Составляющие коэффициента воспроизводства.

а) число нейтронов, поглощенных всеми материалами в каждой зоне R

$$F_{cf}^{(R)} = \sum_{k=1}^m \sum_{cf}^{k,R} \Phi_k^{(R)}$$

б) число нейтронов, рожденных всеми делящимися и воспроизводящими нуклидами в каждой зоне:

$$F_v^{(R)} = \sum_{k=1}^m (\nu_f \sum_f^{k,R}) \Phi_k^{(R)}$$

в) просуммированные по группам утечки из зоны в зону и из последней зоны в пустоту: $I^{(R)} = \sum_{k=1}^m I_k^R$

г) Суммарное по всем зонам число нейтронов, поглощенных делящимися нуклидами, которыми считаются уран-233, уран-235, плутоний-239 и плутоний-241.

$$F_{cf,gen} = \sum_R F_{cf,gen}^{(R)} = \sum_R \sum_{A=дел} F_{cf,A}^{(R)}$$

Для каждого делящегося изотопа выдаются на печать

$$F_{c,A}^{(R)} \quad \text{и} \quad F_{f,A}^{(R)}$$

д) суммарное по всем зонам число радиационных захватов всеми воспроизводящими нуклидами

$$F_{c, \text{воспр}} = \sum_R F_{c, \text{воспр}}^{(R)} = \sum_R \sum_{A=\text{воспр}} F_{c,A}^{(R)}$$

Для каждого воспроизводящего нуклида выводится на печать $F_{c,A}^{(R)}$.

Воспроизводящими нуклидами считаются торий-232, уран-234, уран-238, плутоний-240 и плутоний-242.

е) захватный коэффициент воспроизводства для всего реактора

$$KB = \frac{F_{c, \text{воспр}}}{F_{cf, \text{дел}}}$$

и для каждой зоны

$$KB^R = \frac{F_{c, \text{воспр}}^{(R)}}{F_{cf, \text{дел}}^{(R)}}$$

Балансный коэффициент воспроизводства

$$KB_{\text{баланс}} = \sum_R KB_{\text{баланс}}^R$$

$$KB_{\text{баланс}}^R = \frac{\frac{1}{K_{эф}} F_f^{(R)} - F_{cf}^{(R)} + F_{c, \text{воспр}} - I^R + I^{R-1}}{F_{cf, \text{дел}}}$$

Программа условного разделения
переменных

Как показывает опыт расчетов, зависимость эффективного коэффициента размножения $K_{эф}$ от геометрического параметра x^2 хорошо описывается уравнением прямой линии в области отклонения $K_{эф}$ от единицы ~ до 5%. Если имеются два расчета $K_{эф}$ с двумя разными x^2 (разумеется, в одной и той же геометрии), то это уравнение можно записать в виде

$$x^2 = A K_{эф} + B,$$

где

$$A = \frac{x_2^2 - x_1^2}{(K_{эф})_2 - (K_{эф})_1},$$

$$B = \frac{(K_{эф})_2 x_1^2 - (K_{эф})_1 x_2^2}{(K_{эф})_2 - (K_{эф})_1}.$$

Для разделения переменных необходимо иметь следующие данные.

1. Два расчета реактора в радиальном направлении (ограниченный цилиндр) с разными x_r^2 .
2. Два расчета реактора в осевом направлении (ограниченная плоскость) с двумя разными x_s^2 .
3. Два расчета "голового" реактора с двумя разными x_0^2 .

Реактор с разделенными переменными должен удовлетворять следующим условиям:

$$(\alpha_8^2)_{разд} = (\alpha_T^2)_{разд} + (\alpha_8^2)_{разд},$$

$$(K_{эф})_{разд} = (K_{эф}^{цил})_{разд} = (K_{эф}^{пл})_{разд}.$$

Используя эти условия, нетрудно найти, что

$$(K_{эф})_{разд} = \frac{B_{2011} - B_{2011} - B_{111}}{A_{111} + A_{111} - A_{2011}},$$

$$(\alpha_T^2)_{разд} = A_{111} (K_{эф})_{разд} + B_{111},$$

$$(\alpha_8^2)_{разд} = A_{111} (K_{эф})_{разд} + B_{111}.$$

Программа условного разделения переменных является управляющей программой к расчету $K_{эф}$, которая после проведения нужных расчетов реактора производит условное разделение переменных по изложенной выше методике.

Программа сначала проводит расчет $K_{эф}$ для ограниченного цилиндра с заданным α_T^2 , затем, подправив α_T^2 так, чтобы $K_{эф}$ было ближе к единице, снова делает расчет $K_{эф}$ в той же геометрии. Аналогично получаем два значения $K_{эф}$ в аксиальном направлении. Полученных пара-

метров достаточно для проведения условного разделения переменных. Расчет "голых" реакторов с двумя разными κ_2^2 производится параллельно с расчетами ограниченного цилиндра.

После получения искомого $\kappa_{\text{расч}}^2$ для цилиндра и плоскости проводится контрольный расчет в аксиальном и радиальном направлениях.

Программа расчета ценности нейтронов
в P_1 - приближении

Данная программа самостоятельно в составе комплекса не эксплуатируется, а служит только для расчета ценностей нейтронов, которые затем используются в программе расчета изменений реактивности. Основные ее характеристики совпадают с характеристиками программы расчета в P_1 -приближении, за исключением того, что настоящая программа рассчитана не больше, чем на 22 группы.

Программа расчета изменений реактивности
с помощью теории возмущений

В многогрупповом диффузионном приближении формулу изменения реактивности при возмущении системы можно записать в виде [10] :

$$\Delta \rho = \frac{1}{\kappa_{эф}} - \frac{1}{\kappa_{эф}^0} = \frac{1}{\kappa_{эф}^0} \sum_R \left[\sum_{k=1}^m \left\{ \delta(\beta \Sigma_{k2}^k) \gamma_k^{(R)} - \delta \sum_{j \neq k} \alpha_{jk} F_{kk}^{(R)} + \sum_{j=1}^{k-1} \delta \Sigma_{jk}^{j \rightarrow k} F_{jk}^{(R)} \right\} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\kappa_{эф}^0} \int_{V_R} \delta Q(\vec{r}) Q^{(R)*}(\vec{r}) dV \right] \quad (1)$$

где $\kappa_{эф}^0 = \int Q(\vec{r}) Q^{(R)*}(\vec{r}) dV$ - ценность нейтронов деления во всем объеме реактора,

$$\delta \Sigma = \Sigma' - \Sigma,$$

$$Q(\vec{r}) = \sum_{k=1}^m \nu_k \Sigma_f^k \Phi_k(\vec{r}),$$

$$Q^{(R)*}(\vec{r}) = \sum_{k=1}^m \lambda_k \Phi_k^{(R)*}(\vec{r}),$$

$$\gamma_k^{(R)} = \int \gamma_k'(\vec{r}) dV =$$

$$= \int_{V_R} D_k D_k' \frac{\partial \Phi_k(\vec{r})}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \Phi_k^{(R)*}(\vec{r})}{\partial \vec{r}} dV,$$

$$F_{jk}^{(R)} = \int_{V_R} F_{jk}'(\vec{r}) dV = \int_{V_R} \Phi_j(\vec{r}) \Phi_k^{(R)*}(\vec{r}) dV.$$

Штрих везде означает, что данная величина относится к возмущенной системе. При расчете малых возмущений, когда изменением ценности можно пренебречь, возмущенные ценности заменяются на невозмущенные.

Формула, описывающая изменение реактивности при внесении в точку $\vec{r} \approx 10^{24}$ ядер какого либо нуклида "А" в этом приближении выглядит так:

$$\Delta\rho(\vec{z}) = \frac{1}{\omega HD} \sum_{k=1}^m \left\{ 3\sigma_{z2,A}^k J_k(\vec{z}) - \sigma_{c,f\alpha,A}^k F_{kk}(\vec{z}) + \sum_{j=1}^{k-1} \sigma_{\alpha}^{j-k} F_{jk}(\vec{z}) + \right. \\ \left. + \frac{1}{K_{\text{эфф}}} \sum_j \sigma_{f,A}^z \Phi_k(\vec{z}) Q^+(\vec{z}) \right\} \quad (2)$$

Формулы (1) и (2) реализованы в программе расчета изменений реактивности.

"Двумерность" цилиндрического реактора учитывается в предположении, что

$$\Phi_k(\vec{z}) = \Phi_k(z) \cos \beta z, \quad \Phi_k^+(\vec{z}) = \Phi_k^+(z) \cos \beta z$$

Параметр β определяется из предварительного расчета реактора в осевом направлении таким образом, чтобы функция $\cos \beta z$ достаточно хорошо совпадала с распределением источников по высоте активной зоны.

Программа расчета изменений реактивности позволяет выдать на печать следующие величины:

$$\omega HD; \omega HD^2; \frac{1}{\omega HD} \sum_{k=1}^m 3\sigma_{z2,A}^k J_k^{(R)}$$

$$\frac{1}{\Omega_{HD}} \sum_{k=1}^m \sigma_{c+A}^k F_{kk}^{(k)}; \quad \frac{1}{\Omega_{HD}} \sum_{k=1}^m \sigma_{d+A}^k F_{kk}^{(k)};$$

$$\frac{1}{\Omega_{HD}} \sum_{k=1}^m \sum_{j=1}^{k-1} \sigma_{d+A}^{j-k} F_{jk}^{(k)};$$

$$\frac{1}{\Omega_{HD}} \int_{V_A} \sum_{k=1}^m \sigma_{c+A}^k F_k^{(k)} \sigma^*(z) dv;$$

$$\Delta \rho_A^{(k)}; \quad \Delta \rho_{A+}^{(k)}; \quad \frac{1}{\Omega_{HD}} \rho_k^{(k)};$$

$$\frac{1}{\Omega_{HD}} F_{kk}^{(k)}; \quad \frac{1}{\Omega_{HD}} \int_{V_A} F_k^{(k)} \sigma^*(z) dv.$$

Кроме того, в случае цилиндрической геометрии выдается на печать

$$\Delta \rho_A^{(k)}(z) = \int_0^z \Delta \rho^{(k)} dz$$

т.е. реактивность столбца элемента "А" с основанием 1 см^2 .

С помощью данной программы рассчитывается в диффузионном приближении время жизни мгновенных нейтронов

$$\ell_p = \frac{1}{\Omega_{HD}} \sum_{k=1}^m \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle_{V_A} [F_{kk}^{(k)} - \sigma \rho_k^{(k)}] dv.$$

Здесь интегрирование проводится по всему объему реактора, а величина, обратная средней скорости нейтронов в группе k , $\left\langle \frac{1}{v} \right\rangle_{V_A}$, получается усреднением по латаргии внутри каждой группы. Формула для расчета времени жизни мгновенных нейтронов, используемая в программе, получена из более общего выражения для ℓ_p , приведенного в работе [11], в предположении, что

угловая зависимость потока учитывается в P_1 - приближении.

Расчет эффективной доли запаздывающих нейтронов

С программой расчета изменений реактивности связана программа расчета эффективной доли запаздывающих нейтронов по формуле [II] :

$$\beta_{эфф} = \frac{1}{\lambda_{HD}} \sum_A \left(\frac{\lambda}{\lambda_A}\right) \int \sum_{k=1}^m \lambda_{L,A}^k P_k(\lambda) \sum_{k=1}^m \lambda_{D,A}^k P_k(\lambda) d\lambda$$

Здесь $\left(\frac{\lambda}{\lambda_A}\right)$ - число запаздывающих нейтронов на одно деление изотопа "А", а $\lambda_{L,A}^k$ - доля запаздывающих нейтронов изотопа "А", приходящаяся на группу k .

Personalia

Работа над комплексом программ носила коллективный характер и, кроме автора, в составлении программ приняли участие следующие товарищи:

1. Башмачников А.И. - Программа расчета и усреднения микро-и макросечений по системе констант БНАБ-26 (МИМ).
2. Ярославцева Л.Н. - Программа расчета коррекции группового сечения упругого замедления.
3. Савочкина О.А. - Программа расчета скоростей реакций, тепловыделения, КВ и его составляющих в P_1 , P_3 и P_5 - приближениях.

4. Фрунзе А.Х. и Савкина Н.В. - Программа условного разделения переменных.
5. Замальдинов Р.И. - Программа расчета изменений реактивности и эффективной доли запаздывающих нейтронов для быстрых реакторов.
6. Замальдинова Ф.Ш. - Управляющая программа для всего комплекса.
7. Шалимова Т.П. - Управляющая программа для расчета реактора в P_3 - приближении.
8. Задворных Э.В. - управляющая программа для расчета реактора в P_5 - приближении.

Кроме того, в составлении комплекса принимала участие Мацкевич Р.Н.

При создании комплекса был использован ряд программ, составленных в математическом отделе Физико-энергетического института под руководством и при непосредственном участии члена-корреспондента АН СССР Г.И.Марчука. Программу расчета $K_{эф}$ и потоков нейтронов в P_1 - приближении составили т.т. Кочергин В.П., Ляшенко Е.И., Кузнецова Л.И., Журавлева Т.И., Тютерева Н.И. и Попова К.Е.

Программы расчета $K_{эф}$ и потоков нейтронов сферически-симметричных систем в P_3 и P_5 - приближениях составили Ляшенко Е.И., Кузнецова Л.И., Тютерева Н.И. и Мосолова М.Н.

Программу расчета ценности нейтронов в P_1 - приближении составили Кочергин В.П., Журавлева Т.И. и Цуркова Е.В.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить всех сотрудников ФЭИ и НИИАР, чьи программы включены в комплекс, а также Николаева М.Н., Троянова М.Ф., Красноярова Н.В., Кулаковского М.Я., Матвеева В.И., Николайшвили Ш.С., Базазянец Н.О., Абагян Л.П., Зарицкого С.М., Ярославцеву Л.Н. и Хромова В.В. за полезные обсуждения принципов построения комплекса и заложенных в него алгоритмов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Абагян Л.П.,
Базазянец Н.О.,
Бондаренко И.И.,
Николаев М.Н. - Групповые константы для рас-
чета ядерных реакторов ,
М., Атомиздат, 1964 г.
2. *S. Yiftah*
D. Okrent
P. Moldauer "Fast Reactor Cross
sections" New York,
Pergamon Press, 1960
3. *W.G. Davey* *Nucl. Sci and Eng,*
19 , pp. 259-273, 1964
4. Л.П.Абагян - Частное сообщение
5. В.В.Хромов,
И.С.Слесарев,
А.М.Кузьмин. - Вариационный метод синтеза
многогруппового нейтронного
поля в многозонном реакторе
сб. МИФИ "Инженерно-Физичес-
кие вопросы ядерных реакто-
ров", Атомиздат, 1966 г.,
стр.11-32.
6. Марчук Г.И. - Численные методы расчета
ядерных реакторов, М. Атомиз-
дат, 1958 г.

7. Марчук Г.И. - Методы расчета ядерных реакторов, М., Атомиздат, 1962г.
8. Сборник статей под редакцией Г.И.Марчука - Исследование критических параметров реакторных систем, М., Атомиздат, 1960г.
9. Г.И.Марчук, В.Л.Кочергин, О.П.Узнадзе, А.И.Невиница. - Критические параметры однородных размножающих систем, М., Атомиздат, 1965 г.
10. Шихов С.Б. - Учет влияния изменения размеров на критическую массу быстрого реактора с помощью теории возмущений, Атомная энергия, т.6, вып.2, 1959 г.
11. Усачев Л.Н. - Уравнение ценности нейтронов, кинетика реактора и теория возмущений, Доклад № 676, I Женева, 1955 г.

В.Я.Свириденко, В.К.Богатырёв, И.П.Маркелов, Б.Г.Дубовский

О ПЕРСПЕКТИВАХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НИТРИДНОГО ТОПЛИВА UN
С ИЗОТОПОМ АЗОТА N^{15} В ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ

В в е д е н и е

При разработке новых типов ядерного горючего отбирают материалы, имеющие высокую концентрацию урана (плутония), достаточно хорошую теплопроводность, высокую точку плавления, стабильность структуры и свойств под облучением, совместимость с конструкционными материалами и т.д. Предъявленным требованиям могут удовлетворить керамические материалы.

В последнее время исследования в США, Англии, Франции и других странах были направлены на разработку топливных материалов на основе карбидов и нитридов урана. Это обусловлено тем, что по своим свойствам моонитрид и монокарбид урана приближаются к понятию оптимального топлива. Исследования, проведённые в различных лабораториях мира [1], показали возможность применения моонитрида урана в быстрых и тепловых реакторах с металлическим, органическим, водяным или газовым теплоносителями. Однако, по ядерно-физическим свойствам моонитрид, монокарбид, двуокись урана хуже металлического горючего, так как

- а) соединения CO_2 , CS , UN (P_2O_2 , P_2S , P_2N) и другие замедляют нейтроны;
- б) за счёт реакций (n, p) и (n, α) поглощается некоторая часть нейтронов.

Для улучшения ядерно-физических свойств мононитрида урана (плутония) авторы предлагают заменить изотоп азота N^{14} в этом соединении изотопом N^{15} . Изотоп азота N^{15} (содержание N^{15} в естественной смеси 0,37%) в отличие от изотопа N^{14} имеет достаточно высокий порог реакций (n, p) , (n, α) . Сечение замедления $\xi \Sigma_s$ в области $E < 1$ мэв у этого изотопа меньше, чем у N^{14} и у C^{12} . Сечение неупругого рассеяния у N^{15} должно быть небольшим, так как первый возбуждённый уровень имеет энергию 5,3 мэв, т.е. расположен высоко. Эти факторы позволяют в реакторах на быстрых нейтронах получить более жёсткий спектр нейтронов и улучшить коэффициент воспроизводства реактора.

1. Расчёты критических параметров реакторов с нитридным и карбидным топливом.

Для исследования возможностей, которые может дать использование изотопа N^{15} в активной зоне быстрых реакторов, в ФЭИ были проведены расчёты критических параметров реакторов на электронной вычислительной машине М-20. Реакторы рассчитывались в сферической геометрии, в 18-групповом P_1 -приближении метода сферических гармоник [2], с использованием системы констант БНАБ [3]. Для изотопа N^{15} предварительно были проведены оценочные расчёты 18-групповых сечений [4] в соответствии с рекомендациями работ [3], [5]; 18-групповые сечения были получены из 26-групповых [5] путём укрупнения групп.

При расчёте групповых сечений азота N^{15} использовались экспериментальные данные по полным сечениям σ_t в интервале 0,46 + 3,6 мэв [6] (см. рис. 1,2). Для определения групповых сечений в энергетических интервалах 0,025 эв + 0,46 мэв и 3,6 + 12 мэв принимались следующие предположения:

1. $\sigma_t = const = 1,98$ при $E > 3,6$ мэв - 1, 2 группы

2. $\sigma_t = const = 2,58$ при $E < 0,46$ мэв - 7 + 18 группы.

Сечения неупругого рассеяния рассчитывались в рамках статистических представлений с привлечением оптической модели ядра [7]; схемы ядерных уровней взяты из эксперимента [8]. При расчёте среднего косинуса

угла упругого рассеяния использовались экспериментальные данные по угловому распределению упруго-рассеянных нейтронов в интервале $0,473 \pm 3,32$ мэв [9], [10]. 18-групповые константы азота N^{15} приведены в таблице № 1.

${}^7N^{15}$

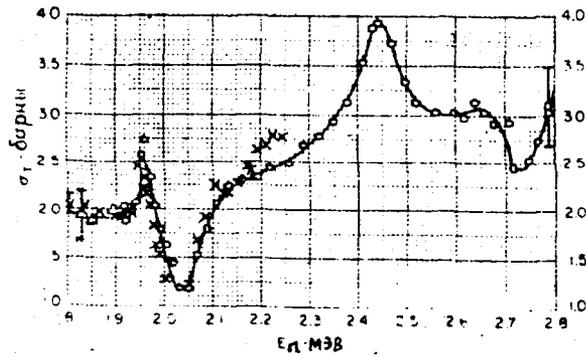
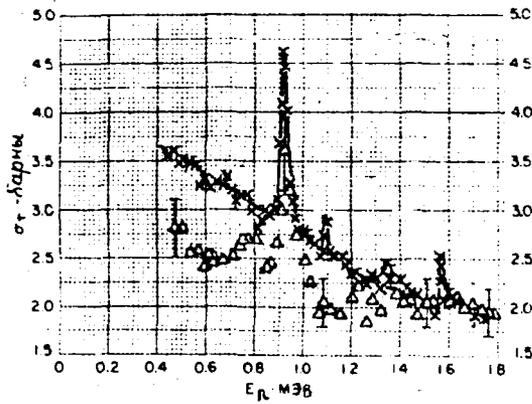
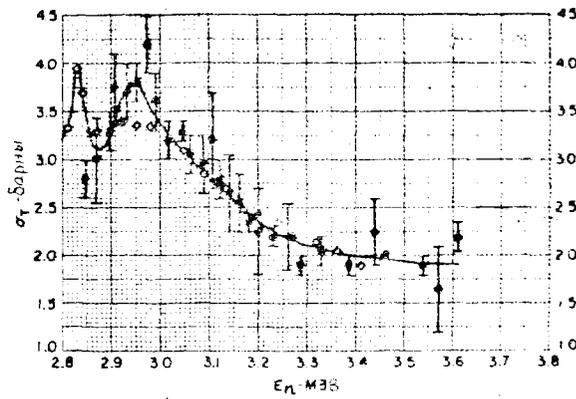


Рис. 1. Полное сечение $\sigma_t(E)$ азота ${}^7N^{15}$ в интервале $0,44 \pm 2,8$ мэв.

${}^7\text{N}^{15}$



MeV-Total

× R.A. Chalmers, J.E. Cravens, D. D.R. Egan and S.R. Saunders, *Phys. Rev.* **107**, 113 (1954) (Lockheed)

△ J.R. Dombey, A.F. Wilson and S.E. Dudder, private communication, 1962, N. 10, 11

Рис.2. Полное сечение $\sigma_t(E)$ азота ${}^7\text{N}^{15}$ в интервале $2,8 \div 3,6$ мэв..

Таблица 1

Неблокированные 18-ти групповые сечения азота ${}^7\text{N}^{15}$

N группы	σ_t	σ_c	σ_{cr}	σ_e	μ_e	ξ	$\sigma_{3(\epsilon)}$	σ_{tz}
1	1,9	0	0,30	1,60	0,47	0,0691	0,469	1,15
2	1,9	0	0,32	1,88	0,37	0,0821	0,468	1,20
3	2,67	0	0	2,67	0,28	0,0939	0,612	1,92
4	2,23	0	0	2,23	0,19	0,106	0,406	1,81
5	2,76	0	0	2,76	0,12	0,115	0,702	2,43
6	3,40	0	0	3,40	0,07	0,121	0,684	3,16
7	2,50	0	0	2,50	0,06	0,123	0,444	2,35
8	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	0,430	2,38
9	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	0,370	2,38
10	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	0,362	2,38
11	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	0,348	2,38
12	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	0,254	2,38
13	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	0,230	2,38
14	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	0,147	2,38
15	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	0,179	2,38
16	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	0,193	2,38
17	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	0,255	2,38
18	2,50	0	0	2,50	0,05	0,124	-	2,38

Сечения неупругих взаимодействий для азота

σ_{nr}	1	2	3	4	5	6	7	8
2	0,010							
3	0,035	0						
4	0,090	0	0					
5	0,090	0,002	0	0				
6	0,040	0,009	0	0	0			
7	0,020	0,005	0	0	0	0		
8	0,010	0,003	0	0	0	0	0	
9	0,004	0,001	0	0	0	0	0	0

Примечание в таблице обозначения такие же, как и в работе [5].

При расчете реакторов учитывалась взаимная блокировка сечений всех элементов за исключением A^{14} и A^{15} . Для исследования был выбран один из вариантов реактора типа БН-350 с топливом в виде UC , $UC+VC$, UA , $UA+VA$. Экран реактора выполнен из двуокиси урана с плотностью 10 г/см³. Объемные доли материалов в реакторе приведены в таблице № 2.

Таблица № 2

Объемные доли в %	Активная зона	Экран
Топливо	50	60
Сталь	20	15
Натрий	30	25

Радиус активной зоны 75 см, толщина экрана 40 см.

Результаты расчетов критической загрузки урана-235, G_2 или плутония-239, G_3 и коэффициентов воспроизводства реакторов

$$KB = \frac{\text{число всех захватов нейтронов ядрами урана-238}}{\text{число "сгоревших" ядер } U^{235} \text{ (или } Pu^{239}) \text{ в акт. зоне}}$$

приведены в таблице № 3. Сравнение параметров реакторов с нитридным и карбидным топливом проводилось при одинаковых значениях ядерных

плотностей горючего ρ_L :

$$\rho_L = \rho_5 + \rho_9 = 0,01434 \cdot 10^{24} \text{ 1/см}^3$$

$$\text{или } \rho_L = \rho_5 + \rho_9 = 0,01434 \cdot 10^{24} \text{ 1/см}^3,$$

здесь ρ_5, ρ_9, ρ_9 - ядерные плотности урана-235, урана-238 и плутония-239, соответственно.

Таблица № 3

Критические загрузки и коэффициенты воспроизводства сферических гомогенных реакторов.

Топливо	Обогащение урана или плутония, %	Загрузка G_5 или G_9 , кг	КВ	ΔG_5 или ΔG_9 , кг	$\Delta G_5, \Delta G_9$, %	$\Delta КВ$
UN^{14}	10,72	1271,3	1,085	0	0	0
UN^{15}	9,65	1176,2	1,1991	95,1	7,5	0,114
УС	9,76	1182,3	1,1637	89,0	7,0	0,0787
$P_2N^{14} + UN^{14}$	7,51	933,2	1,6202	0	0	0
$P_2N^{15} + UN^{15}$	6,69	862,6	1,7769	70,6	7,6	0,157
$P_2C + UC$	7,14	891,7	1,7216	41,5	4,5	0,101

$$\Delta G_{5,9} = G_{5,9} \text{ реактора с } UN^{14} - G_{5,9} \text{ рассматриваемого реактора}$$

$$\Delta КВ = -КВ \text{ реактора с } UN^{14} + КВ \text{ рассматриваемого реактора}$$

2. Обсуждение результатов расчётов.

А. Изменение критической загрузки урана-235 и плутония-239.

Как видно из таблицы № 3, наибольшую критическую массу из рассмотренных вариантов имеет реактор с топливом UN и $UN + P_2N$, наименьшую - реактор с топливом UN^{15} и $P_2N^{15} + UN^{15}$. Замена изотопа азота N^{14} изотопом N^{15} в активной зоне реактора с нитридным топливом снижает обогащение урана (плутония) а, следовательно, и критическую загрузку урана-235 или плутония-239. Снижение критической загрузки происходит, в основном, из-за отсутствия поглощения нейтронов азотом N^{15} . Замена изотопа N^{14} изотопом N^{15} является выгодной с точки зрения экономии

расхода делящихся материалов.

Б. Изменение коэффициента воспроизводства критических реакторов.

При замене изотопа N^{14} изотопом N^{15} в активной зоне быстрых реакторов с нитридным топливом, коэффициент воспроизводства увеличивается (см. таблицу № 3). Реакторы с топливом на основе $U^{238} + Pu^{239}$ имеют более высокий КВ, чем реакторы с топливом на основе $U^{238} + U^{235}$. Изменение КВ при замене азота N^{14} азотом N^{15} также выше для топлива с плутонием. Из трёх рассмотренных вариантов реакторов с топливом на основе урана (или $U^{238} + Pu^{239}$) наибольший КВ имеет реактор с топливом UN^{15} ($UN^{15} + Pu^{239}$) и наименьший - реактор с UN^{14} ($UN^{14} + Pu^{239}$). Использование изотопа N^{15} в реакторе с нитридным топливом повышает КВ реактора на величину $0,1 + 0,16$. Увеличение КВ реактора при использовании азота N^{15} объясняется установлением более жёсткого спектра нейтронов из-за снижения сечения замедления (по сравнению с азотом N^{14}) и отсутствием поглощения нейтронов азотом N^{15} . Сравнение проводилось при равных значениях ядерной плотности топлива.

Следует заметить, что нитриды урана имеют более высокую теоретическую плотность, чем карбиды урана. Коэффициенты воспроизводства реакторов с топливом при теоретической плотности соответственно равны:

$$UC: \bar{\gamma}_{теор.} = 13,63 \text{ г/см}^3 \quad КВ = 1,188 \quad (КВ = 1,164 \text{ при } \bar{\gamma} = 12 \text{ г/см}^3)$$

$$UN^{15}: \bar{\gamma}_{теор.} = 14,35 \text{ г/см}^3 \quad КВ = 1,234 \quad (КВ = 1,199 \text{ при } \bar{\gamma} = 12 \text{ г/см}^3).$$

Возрастание КВ при замене карбидов урана нитридами с азотом N^{15} составляет $0,035$ при $\bar{\gamma}_{uc} = \bar{\gamma}_{un^{15}} \approx 12,0 \text{ г/см}^3$ и $0,046$ при теоретических плотностях. Таким образом имеем выигрыш $\sim 0,01$ в коэффициенте воспроизводства реактора с топливом UN^{15} за счёт более высокой теоретической плотности нитридов по сравнению с карбидами урана. Кроме того, учёт блокировки сечений азота N^{15} увеличит КВ реактора с UN^{15} и разница $\Delta КВ = КВ_{UN^{15}} - КВ_{uc}$ возрастёт.

3. Заключение

Для быстрых реакторов с нитридным топливом замена изотопа N^{14} изотопом N^{15} в активной зоне снижает критическую загрузку на $\sim 7\%$ и увеличивает КВ на $\sim 0,1$. Реактор с топливом UN^{15} ($UN^{15} + Pu^{239}$) имеет

более высокий КВ и более низкую критическую загрузку урана-235 (или плутония-239), чем реактор с карбидным топливом при равных плотностях топлива.

Таким образом, по ядерно-физическим свойствам нитриды урана (или плутония) с использованием изотопа N^{15} являются перспективным ядерным горючим и исследование преимуществ этого вида топлива необходимо продолжить.

Л и т е р а т у р а

- [1] А.В.Фролов, В.И.Лопатинский, А.М.Брякало.
Мононитрид урана - перспективное ядерное топливо (обзор литературы). ФЭИ, 1966.
- [2] Г.И.Марчук, В.П.Кочергин, А.И.Навина.
Программа расчёта критических параметров ядерного реактора в P_1 и P_2 -приближениях на машине М-20. ФЭИ, 1963.
- [3] НИИАР. 18-ти групповая система констант Физико-энергетического института для расчёта ядерных реакторов. Мелекес, 1965.
- [4] В.В.Вахромеева, А.Г.Довбенко, В.В.Колесов, В.Я.Свириденко.
18-ти групповые константы кислорода O^{18} и азота N^{15} для расчёта ядерных реакторов. ФЭИ, 1967.
- [5] Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев.
Групповые константы быстрых и промежуточных нейтронов для расчёта ядерных реакторов. ФЭИ, 1962.
- [6] "Neutron Cross Sections" Vol. 1 $Z = 1 - 20$ Sigma Center, BNL 325 May 1964.
- [7] В.В.Колесов. Расчёты нейтронных сечений по оптической модели на вычислительных машинах.
Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Выпуск 1 (1964), стр. 402.
- [8] F. Ajzenberg-Selove and T. Lauritsen
"Energy Levels of Light Nuclei VI"
Nucl. Phys. 11 (1959), 180, 236.

- [9] - T.R. Donoghue, A.F. Behof and S.E. Darden
"Elastic Scattering of Neutrons from N^{15} "
Nucl. Phys, 54 (1964) p. 49
- [10] - C.P. Sikkema "Energy Levels in ^{16}N from $^{15}N(n,n)^{15}N$
Elastic Scattering"
Nucl. Phys, 32 (1962) p. 470

О ВОЗМОЖНОСТИ РАСЧЕТА БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ
ПО 33-х ГРУППОВОЙ СИСТЕМЕ КОНСТАНТ FD-2.[1]

И.Е.Бочарова, М.Н.Николаев

ВВЕДЕНИЕ

Для того, чтобы оценить точность результатов расчета быстрых реакторов очень важно иметь возможность сравнения расчетных данных, полученных на основе независимо составленных систем констант. Разумеется, говорить о независимости различных систем констант можно лишь условно: все они составлены на основе примерно одинаковой информации о ядерных данных. Однако, в силу значительного разброса имеющихся ядерных данных, часто далеко за пределы приводимых экспериментальных ошибок, в силу их неполноты выбор усредненных сечений на основе имеющейся ядерно-физической информации не является однозначным. Для надежного выбора рекомендованных сечений ядерные данные должны быть усреднены с весом, определяемым, часто ролевым образом (т.к. приводимые ошибки данных далеко не всегда могут служить критерием их точности); в областях, где экспериментальные данные отсутствуют или ненадежны, для оценки сечений используются те или иные теоретические модели, в выборе параметров которых также имеется определенный произвол; наконец, обычно производится подгонка констант так, чтобы результаты расчетов реакторных характеристик были достаточно близки к результатам макроскопических экспериментов.

Влияние неоднозначностей всех этих процедур может быть оценено лишь при сравнении результатов расчета, выполненных по системам констант, составленных в разных лабораториях, разными людьми.

В Физико-Энергетическом институте расчеты быстрых реакторов производятся по 26-групповым константам [2-5] или по их 18-ти и 21-групповым вариантам, полученным путем объединения некоторых групп. Эта система констант составлена в основном на основании ядерных данных, полученных до начала 1964 г. Уточнения связанные с появлением новых данных в ней еще не учтены (не считая небольших изменений внесенных в издание [3]). Особенностью 26-групповой системы констант является последовательный учет эффектов резонансной самоэкранировки сечений. Этот учет производится путем умножения среднегрупповых сече-

ний на факторы самоэкранировки, величина которых зависит от "сечения разбавления" т.е. суммарного полного сечения остальных элементов среды, приходящегося на одно ядро рассматриваемого элемента. Факторы блокировки для основных реакторных материалов могут быть вычислены с помощью приводимых в 26-групповой системе констант данных для любых значений "сечения разбавления".

Кроме 26-групповой системы констант существует еще целый ряд других систем констант для расчета быстрых реакторов, разработанных за рубежом. Однако большинство этих констант в полном виде не опубликовано. Многие из них не учитывают резонансную самоэкранировку сечений или учитывают ее лишь для некоторого специального случая. Поэтому до последнего времени в ФЭИ не производилось сравнения результатов расчета по 26-групповой системе констант с результатами расчетов, основанных на зарубежных системах констант. (Исключением является работа [6], в которой рассчитанные в ФЭИ характеристики сборок *ZPR-III* сравниваются с экспериментальными данными и расчетами, выполненными Дэви [7] на основе системы констант *YOM* [8]).

В настоящее время такая возможность появилась в связи с разработанной в Англии 33-групповой системы констант *FD-2* [1], являющейся развитием 16-групповой системы *YOM*. Часть констант *YOM* в ней пересмотрена на основе новых ядерных данных. Более подробно разобита область низких энергий, весьма важная для разбавленных энергетических реакторов на быстрых нейтронах. Система *FD-2* составлена на основе более полной информации о ядерных данных, чем та, которая имела в распоряжении составителей 26-групповой системы констант.

Для возможности выполнения расчетов по системе констант *FD-2* была составлена программа расчета макроскопических сечений среды на основе приведенных в ней макроскопических сечений, предусматривающая уменьшение числа групп (путем их объединения) до величины, приемлемой для имеющихся в ФЭИ программ многогрупповых расчетов реакторов, и осуществлена привязка этой программы к программам реакторных расчетов.

Описание программы расчета макроскопических сечений на основе системы *FD-2* составляет основную цель настоящей работы. Приводятся некоторые результаты расчетов критичности сборок *ZPR-III* [7], которые сравниваются с результатами расчетов [6] по 26-групповой системе констант и с экспериментальными данными.

Производится сравнение сечений деления и радиационного захвата основных для этих сборок изотопов - урана -235 и урана - 238, принятых в 26-групповой системе констант и в системе *FD-2*.

Более полный и глубокий сравнительный анализ точности указанных систем констант выходит за рамки настоящей работы.

Описание 33-групповой системы констант FD-2

Основой для составления 33-групповой системы констант *FD-2* послужила английская библиотека ядерных данных [9]. В тех случаях, когда резонансная структура сечений в этой библиотеке представлена недостаточно подробно для учета эффекта резонансной экранировки сечений привлеклась дополнительная информация, указанная ниже. Сечения для элементов, не включенных в библиотеку ядерных данных и для тех элементов, для которых имеется более надежные вновь полученные данные, использовались исходя из результатов этих последних оценок.

Все включенные в систему констант *FD-2* элементы и группы делятся на два класса.

(а) Изотопы с экранируемыми сечениями - уран - 235, уран - 238, торий - 232 и плутоний - 240.

(б) Изотопы с неэкранируемыми сечениями - урановый, плутоний, кадмий, железо, хром, медь, золото, плутоний - 241, плутоний - 242, продукты деления, молибден, марганец, никель, бор - 10, алюминий, ванадий, тантал, галлий, азот, никель (константы, составленные согласно методу Ревье). Все сечения золота и марганца, за исключением случаев деления, приняты равными нулю.

Границы энергетических групп системы констант *FD-2* приведены в таблице I. Ширины всех групп, кроме первой в масштабе Авардана, приняты равными 0,5. Верхняя граница первой группы - 10 Мэв.

Таблица I

Нижние энергетические границы групп системы *FD-2*

№ гр.	$E_{ниж}$	№ гр.	$E_{ниж}$	№ гр.	$E_{ниж}$
I	3,68 Мэв	12	15,0 Кэв	23	61,4 эв
2	2,23 Мэв	13	9,12 Кэв	24	37,3 эв
3	1,35 Мэв	14	5,53 Кэв	25	22,6 эв
4	0,821 Мэв	15	3,36 Кэв	26	13,7 эв
5	0,498 Мэв	16	2,04 Кэв	27	8,5 эв
6	0,302 Мэв	17	1,23 Кэв	28	5,04 эв
7	0,183 Мэв	18	0,748 Кэв	29	3,00 эв
8	0,111 Мэв	19	0,454 Кэв	30	1,96 эв
9	67,4 Кэв	20	0,275 Кэв	31	1,125 эв
10	40,9 Кэв	21	0,167 Кэв	32	0,683 эв
11	24,8 Кэв	22	0,101 Кэв	33	0,414 эв

Учет резонансной самоэкранировки сечений.

Для элементов, отнесенных к классу (а), сечения, вычисленные с учетом резонансной самоэкранировки сечений, аппроксимировались простыми интерполяционными формулами:

$$\sigma_x = \frac{\sigma_{x,res}}{\sqrt{1 + \frac{\alpha_x}{\sigma_s} + \frac{\beta_x}{\sigma_s^2}}} + \sigma_{x,nonres.}$$

где σ_x - сечение деления ($x = f$), радиационного захвата ($x = c$) или упругого замедления ($x = er$);

$$\sigma_{tr} = \sigma_{tr, res} \frac{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_t}{\sigma_s} + \frac{\beta_t}{\sigma_s^2} \right)}{\left(1 + \frac{\alpha_t}{\sigma_s} + \frac{\beta_t}{\sigma_s^2} \right)^{3/2}} + \sigma_{tr, nonres}$$

Для урана - 238 и плутония - 240, не делящихся в резонансной области энергии, параметры α и β не зависят от x и равны, соответственно α_t и β_t . Для урана - 235 и плутония - 239, используются α_f и β_f для вычисления сечения деления, α_c и β_c для вычисления сечения захвата и α_t и β_t для вычисления транспортного сечения и сечения упругого замедления.

В группах с 1 по 7 резонансные части сечения приняты равными нулю, а нерезонансные - соответственно усредненным групповым сечением.

Приведенные формулы применимы для $\sigma_s > 30$ барн. Под σ_s понимается суммарное полное сечение всех компонент среды, приходящееся на один атом рассматриваемого резонансного поглотителя, за исключением резонансной части сечения самого поглотителя.

Расчет сечений с учетом резонансной самоэкранировки производился в области перекрывающихся уровней с помощью так называемого (по Никольсону) метода А [10]. При этом использовались эффективные параметры R_f и R_c , с помощью которых температурная зависимость сечения описывается простой формулой:

$$\sigma_x(T) = \sigma_x(\infty) - \frac{R_x}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta \cdot \sigma_s}$$

где $\sigma_x(\infty)$ - сечение при бесконечном разбавлении; $\Delta = \sqrt{\frac{4kT}{A}}$ доплеровская ширина. С точностью до погрешностей используемого приближения это выражение можно переписать в виде:

$$\sigma_x(T) = \frac{\sigma_x(\infty)}{\sqrt{1 + \frac{2R_x}{\sigma_x(\infty)\sqrt{2\pi} \cdot \Delta \cdot \sigma_s}}} = \frac{\sigma_x(\infty)}{\sqrt{1 + \frac{\alpha_x}{\sigma_s}}}$$

где

$$\alpha_x = \frac{2R_x}{\sigma_x(\infty)\sqrt{2\pi} \cdot \Delta}$$

Таким образом, $\alpha_x(T) = \alpha_x(300^\circ\text{K}) \frac{\sqrt{300}}{\sqrt{T \cdot \text{K}}}$.

Температурная зависимость β_x принималась такой же

Такой метод учета резонансной самоэкранировки использовался для урана-235 и плутония - 239 в группах 7-I4, а для урана - 238 и плутония - 239 в группах 7-II.

В указанных группах значения β приняты равными нулю.

α_f и α_c для урана - 235 и плутония - 239 вычислялись с использованием R_f и R_c , приведенных в работе Анкорони и Фоссоли [11].

В случае урана -238 и плутония - 240 при вычислении резонансной самоэкранировки сечений неупругим рассеянием пренебрегали. Энергетическая зависимость плотности уровней принималась такой же, как у Никольсона [10]. Поправка на перекрывание близких резонансов вводилась согласно данным, приведенным в работе Калоса [12].

В области изолированных резонансов вычисление сечений производилось в приближении промежуточных резонансов λ -методом Гольдштейна и Коэна [13]. Программа ERIC II [14] вычисляла резонансный интеграл в группе по формуле:

$$I_{x,i}^{j,\ell}(\sigma_s) = \sum_k \left[\frac{\sigma_s - (1-\lambda_k)\sigma_p}{\Delta \cdot E_i} \right] \int \frac{\frac{\Gamma_x}{\Gamma} \sigma_{res}^k dE}{\left\{ \sigma_s - (1-\lambda_k)\sigma_p + \left[1 - (1-\lambda_k) \frac{\Gamma_x}{\Gamma}\right] \sigma_{res}^k \right\}}$$

где интегрирование ведется по окрестности каждого резонанса, а суммирование - по всем резонансам со спином J , образующихся при захвате нейтронов с орбитальным моментом ℓ , которые входят в рассматриваемую i -ю группу, σ_p - сечение потенциального рассеяния. Эта формула соответствует внутригрупповому спектру $\Phi(E) = 1 \cdot dE$. Эффективное сечение вычисляется следующим образом:

$$\langle \sigma_x \rangle_i = \sum_{j,\ell} \left\{ \frac{I_{x,i}^{j,\ell}}{1 - \sum_k \frac{\left[1 - (1-\lambda_k) \frac{\Gamma_x}{\Gamma}\right] I_{x,i}^{j,\ell}}{\left[\sigma_s - (1-\lambda_k)\sigma_p\right]}} \right\}$$

Величины λ_k отличаются от I лишь при самых низких энергиях.

В области неразрешенных резонансов вычисления производились в каждой группе для урана-235 и плутония - 239 по 12 резонансам, отличающимся Γ_n и Γ_f (4 значения Γ_n и 3 значения Γ_f). Средние значения ширин соответствовали средней энергии группы. Для урана - 238 и плутония - 240 в каждой группе рассматривалось 4 резонанса отличающихся нейтронными ширинами. Значения ширин, согласно Гриблеру [15], выбирались путем деления соответствующих распределений на 4 (или соответственно 3) равные по площади части; средняя точка по оси ширин в каждой области выбиралась как репрезентативная, после чего найденные ширины нормировались на нужное среднее значение.

Вклад крыльев резонансов, лежащих за пределами рассматриваемой группы учитывался при $T = 0^\circ\text{K}$ и добавлялся к нерезонансному сечению. Этот вклад был существенным лишь для самых низкоэнергетических групп.

Резонансные параметры

При составлении системы констант $FD-I$ [23] использовались приводимые ниже данные о резонансной структуре сечений. Результаты, полученные при составлении $FD-I$, использованы и при составлении $FD-2$.

(а) Для S - волны

Уран - 235 - параметры разрешенных резонансов и средние резонансные параметры были взяты из обзора Мак-Дугалла [15]. Исключение составляет величина Γ_f , которая была выбрана так, чтобы получить значение $\alpha = \alpha_c / \alpha_s = 0,5$, как это рекомендовано в *BNL - 325*. Последний разрешенный резонанс лежит при 39,9 эв.

Уран - 238 Приняты резонансные параметры промежуточные между данными Фирка и др. [16] и Розена и др. [17]. Выбор значений этих параметров был сделан Дж. С. Стори. Принятые параметры использованы для компиляции Библиотеки ядерных данных. Усреднение производилось в соотношении 3:2 в пользу Фирка для уровней с $\Gamma_n \geq 50$ нэв; 3:2 в пользу Розена и др. для уровней с $\Gamma_n < \Gamma_f$; 1:1 в остальных случаях.

Средние параметры были взяты в соответствии с рекомендациями Фирка и др. Последний разрешенный резонанс лежит при 1802 эв.

Плутоний - 239. Используются данные, приведенные в обзоре Дж.С. Стори [18]. Последний разрешенный резонанс лежит при 52,5 эв.

Плутоний - 240. Параметры разрешенных резонансов взяты из *BNL - 325*. Последний разрешенный резонанс лежит при 119 эв. Среднее расстояние между уровнями и радиационная ширина приняты такими же как у Гриблера и др. [19]. Силовая функция принята такой же как у урана - 238.

(Б) Для р-волны

Использование для р-волны того же самого значения силовой функции, что и для s-волны приводит к достаточно хорошему описанию имеющихся данных о сечении захвата урана - 238 в килоэлектронвольтовой области энергий [10, 20, 21]. Поэтому и для других изотопов параметры р-волны были приняты такими же как и для s-волны.

Принятые средние резонансные параметры собраны в таблице 2, где $D_0 = (2J + 1) D_J$ - приведенное среднее расстояние между уровнями (D_J - среднее расстояние между уровнями составного ядра со спином J и одинаковой четностью).

Таблица 2

Средние резонансные параметры
(одинаковы для s и р-волн)

Изотоп	$\frac{\langle \Gamma_n^0 \rangle}{\langle D \rangle}$	D_0	Γ_γ	Γ_f (Низкие энергии)
Уран - 235	10^{-4} (эв)	10,6 мэв	33 мэв	90 мэв
Уран - 238	10^{-4}	36,6	25	-
Плутоний - 239	10^{-4}	10,4	41,5	78 мэв
Плутоний - 240	10^{-4}	22	32	-

Нерезонансные данные

Для всех четырех изотопов потенциальное рассеяние при низких энергиях было взято равным 9,5 барна. Это соответствует значению эффективного радиуса ядра $8,7 \cdot 10^{-13}$ см, которое было принято и Никольсоном и

нами при расчете проникаемостей для р-волны. Оно соответствует также измеренному полному сечению урана-238 в области 0,4 - 5 эв.

Нерезонансные компоненты сечений урана - 235 были получены путем вычитания резонансных сечений из сечений, приведенных в Библиотеке ядерных данных и последующего сглаживания флуктуаций. Величина сечения захвата урана - 238, меняющегося по закону $1/v$ была взята из Библиотеки ядерных данных *GAMI*. Для плутония - 239 принималось во внимание влияние резонансов при отрицательных нейтронных энергиях, параметры которых были взяты исходя из данных аппроксимации измеренных сечений одноуровневыми формулами Брейта - Вигнера [22]. Для плутония - 240 никакого вклада в сечении захвата, подчиняющегося закону $1/v$, принято не было, т.к. его тепловое сечение захвата полностью объясняется крилом резонанса при 1 эв.

Сечения U^{235} , U^{238} , Pu^{239} и Pu^{240} в системе *FD-2*.

При составлении системы констант *FD-2* групповые сечения урана - 235, урана - 238, плутония - 239 и плутония - 240, соответствующие бесконечному разбавлению этих изотопов в среде, были вычислены с помощью программы *GALAXY* [24] по данным Библиотеки ядерных данных [9]. Спектры, по которым внутри группы производилось усреднение сечений, приведены в таблице 3.

Таблица 3

Спектры усредненных сечений, использованные в программе *GALAXY*.

Диапазон энергий	Форма спектра
0,4 эв - 500 эв	E
500 эв - 20 кэв	$const.$
20 кэв - 100 кэв	$1/E$
100 кэв - 750 кэв	$1/E$
750 кэв - 3,5 мэв	$1/E^2$
3,5 Мэв - 14 мэв	спектр нейтронов деления

Что же касается параметров для учета резонансной самоэкранировки сечений, то они получены исходя из данных *FD-I*. Для этого групповые сечения, вычисленные с помощью *GALAXY*, разделялись на две части - резонансную и нерезонансную примерно пропорционально тому, как это было сделано в *FD-I*. За исключением сечений плутония - 240 в группах 15-33, сумма резонансной и нерезонансной компонент точно равна результату усреднения по программе *GALAXY*.

В группах I-6 резонансные компоненты равны нулю, а нерезонансные получены по программе *GALAXY*. В остальных группах нерезонансные компоненты сечений захвата и деления были взяты из данных *FD-I*, за исключением сечения захвата для урана - 235 в группах 27-33, которое составляет 80% от принятого в *FD-I*. Для урана - 235, урана - 238 и плутония - 239 отношения резонансных компонент транспортного сечения и сечения поглощения были приняты такими же как в *FD-I*, а доли резонансных компонент сечений упругого замедления - такими же как соответствующие доли транспортного сечения упругого рассеяния $\sigma_{el}(1-\bar{\mu})$.

Для плутония - 240 нерезонансные компоненты транспортного сечения и сечения упругого замедления в группах с 7 по 33 были взяты равными 95% от принятых в *FD-I*. Резонансные компоненты сечений захвата, упругого замедления и транспортного сечения плутония - 240 в группах 15-33 взяты из *FD-I*. Сечение деления плутония - 240 в группах 15-29 принято равным нулю, а в группах 30-33 получено по программе *GALAXY* и рассматривается как резонансное сечение.

Расчет сечений по программе *ELMDE*.

Программа *ELMDE* [25] рассчитывает спектр основной гармоники для данной композиции с помощью, примерно, 1000 групп, и использует этот спектр для усреднения сечений по широким энергетическим интервалам. Эта программа весьма удобна для расчета резонансной самоэкранировки широких резонансов легких элементов, таких как натрий и железо, и позволяет получить достаточно точные значения нерезонансной компоненты сечения упругого замедления.

Следует отметить, что сечение упругого замедления особенно чувствительно к выбору формы спектра, по которому производится усреднение сечений.

В связи с особой важностью расчета изменения реактивности при изменении содержания натрия в активной зоне быстрого реактора,

сечения натрия целесообразно вычислять как разность между макроскопическими сечениями активной зоны содержащей и не содержащей натрия (отнесенную, разумеется к плотности ядер натрия).

Такой подход позволяет учесть изменения сечений всех составляющих активную зону компонент, связанные с изменением спектра при утечке натрия. Транспортное сечение и сечение упругого замедления для натрия в группах со 2 по 17-ю были получены именно таким образом с помощью программы *ELMOE*. Эта программа использовалась также для вычисления сечения захвата в группах 15, 16 и 17, содержащих резонанс при 3 Кэв (и его крылья). Сечения этого резонанса вычислялись исходя из параметров Длина, Фирка и Моксона [26].

Программа *ELMOE* использовалась также для расчета сечений упругого замедления в группах со 2 по 14 для кислорода, хрома, железа и никеля. Табличные значения сечений упругого замедления для кислорода получены путем умножения результатов расчета по программе для спектра активной зоны на отношение сечений замедления, вычисленных с помощью программы *GALAXY* и *ELMOE* в предположении о фермиевской форме внутрigrуппового спектра.

Групповые сечения тантала.

В первых 14 группах для тантала использованы сечения, принятые в работе [27]. В нижних 19 группах приняты те же сечения, что и в *FD-1*. Для этих групп были рассчитаны факторы резонансной самоэкранировки $f(\epsilon_i)$ (при вычислении которых резонансы рассматривались как изолированные). Расчет производился по программе *ERIC-2*. Параметры разрешенных резонансов до энергии 329,5 эв) были взяты из приложения № I ко 2-му изданию *BNL-325*; средние резонансные параметры для S -волны - согласно оценке Гаррисона [28]. В области неразрешенных резонансов в каждой группе бралось по 4 резонанса с 4-мя различными Γ_n , описывающими распределение ширины. Сечения захвата, соответствующие бесконечному разбавлению, в группах с 15 по 18, 28 и с 30 по 33 были увеличены по сравнению с результатами расчетов по программе *ERIC-2* так, чтобы они соответствовали данным Конкса, Попова и Шапиро [29].

В стандартной библиотеке *FD-2* приведены сечения тантала полностью заэкранированные. Эти сечения предлагаются использовать для расчета эффективности танталовых органов регулирования. Более подробная информация о резонансных сечениях тантала дана в таблице 4.

Таблица 4

Групповые сечения тантала
в резонансной области энергий

А. Сечения, соответствующие бесконечному разбавлению

№ гр.	$\sigma_{c, \text{полрес}}$	$\sigma_{s, \text{рес}}$	$\sigma_{el, \text{рес}}$	$\sigma_{el, \infty}$	$\sigma_{t, \infty}$
15	-	3,6	6,6	15,1	18,7
16	-	5,1	7,4	15,9	21
17	-	7,3	8,2	16,7	24
18	-	10	8,5	17	27
19	-	15	10,5	19	34
20	-	21	11,5	20	41
21	-	33	14,5	23	56
22	-	29	6,5	15	46
23	-	49	13,5	20	71
24	-	67	12,5	21	88
25	-	130	15,5	24	154
26	-	40	1,5	10	50
27	-	140	8,5	17	157
28	"	-	-	8,5	19,5
29	-	900	53,5	6,2	962
30	II	-	-	8,5	19,5
31	5,1	-	-	8,5	13,6
32	4,3	-	-	8,5	12,8
33	4,5	-	-	8,5	13

Б. Факторы резонансной самокранировки $f(\sigma_s)$

№ гр.	σ_s (барн)					№ гр.	σ_s (барн)				
	10000	1000	100	20	10		10000	1000	100	20	10
15	0,997	0,990	0,927	0,818	0,798	25	0,894	0,514	0,192	0,0841	0,0258
16	1,00	0,985	0,854	0,653	0,642	26	0,975	0,793	0,369	0,152	0,0614
17	0,997	0,996	0,788	0,564	0,494	27	0,830	0,413	0,143	0,0585	0,0172
18	0,994	0,941	0,689	0,441	0,363	28	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
19	0,986	0,903	0,853	0,337	0,267	29	0,661	0,274	0,101	0,0231	0,00242
20	0,986	0,872	0,512	0,393	0,202	30	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
21	0,964	0,758	0,382	0,309	0,129	31	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
22	0,951	0,702	0,318	0,147	0,0846	32	100	100	100	100	100
23	0,919	0,666	0,322	0,144	0,0698	33	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
24	0,758	0,352	0,134	0,0579	0,0253						

- 505 -

В. Формулы расчета средних сечений в барнах

$$\sigma_c = \sigma_{c, \text{nonres}} + \sigma_{c, \text{res}} \cdot f(\sigma_s);$$

$$\sigma_{cl} = 0,0173 [8,5 + \sigma_{cl, \text{res}} \cdot f(\sigma_s)];$$

$$\sigma_{cl, \text{nonres}} = 8,5 \text{ барн.}$$

Программа расчета макроскопических констант
на основе системы констант FD-2.

Для возможности использования системы констант FD-2 в программах расчета быстрых реакторов на ЭВМ М-20 (и других ЭВМ с той же системой команд) была написана программа "33". Программа написана в кодах машины М-20. Ее работа заключается в следующем.

1. Расчет 33-х групповых макросечений на основе констант FD-2 и заданных по зонам реактора ядерных концентраций.

Максимальное количество зон с различным составом - 9. Максимальное количество различных элементов, входящих в состав зоны - 28. из них элементов с экранирующимися сечениями не более 4.

2. Сведение 33-групповых макроконстант к набору констант с любым меньшим числом групп путем объединения некоторых групп 33-группового набора. Объединение групп производится с весом нейтронных спектров, принятых в системе констант FD-2 (см. табл. 3).

3. Перегруппировка полученных макроконстант в том порядке, какой предусмотрен для программы дальнейшего расчета реактора и запись их в заданные ячейки на магнитном барабане.

Существующий вариант программы "33" предусматривает подготовку макроконстант для программ системы 9М (расчет сферических реакторов в P_1 , - P_2 , - P_3 - и P_5 - приближениях с использованием 18 или 21-групповых констант) и программ системы М-26 (расчет сферических реакторов в P_1 - приближении по 26-групповым константам [3-5]). При необходимости к программе "33" может быть дописан дополнительный блок перегруппировки и пересылки макроконстант в соответствии с порядком их использования в других программах.

В связи с тем, что в указанных программах расчета реакторов упругое замедление на водороде учитывается в P_1 - , а не в транспортном, как в FD-2 , приближении, программа "33" предусматривает подготовку констант лишь для расчета реакторов, не содержащих водорода.

В программах системы 9-М предполагается, что неупругое рассеяние, приводящее к замедлению из $l-2$ в $l+2$, $l+3$ и т.д. группы, существенно лишь в первых 8 группах.

При этом максимальный номер группы, в которую может происходить неупругое замедление не должен превышать 9. Если в результате объединения 33-групповых констант эти условия не выполняются, производится корректировка матрицы неупругих переходов: сечения перехода в 9-ю группу заменяются на

$$G_{ln}^{l-k}, \quad a$$

к сечениям замедления G_3 для $l \geq 9$ добавляется $\sum_{k=l-1}^{l-k} G_{ln}^{l-k}$.

Транспортное сечение усредняется подобно всем остальным сечениям по заданным спектрам. Коэффициент диффузии, вычисленный с помощью усредненного таким образом транспортного сечения, отличается от непосредственно усредненного коэффициента диффузии очень слабо.

Блок-схема программы 33 изображена на рис. 1.

Сравнение системы констант $FD-2$ с 26-групповой системой констант ФЭИ.

Для сравнения результатов расчетов по системе констант $FD-2$ с результатами расчетов по принятой в ФЭИ 26-групповой системе констант и с экспериментальными данными, а также для проверки работоспособности программы "33" были выполнены расчеты нескольких критических сборок на быстрых нейтронах с урановым топливом, исследовавшихся на стенде $ZPR-III$. Концентрации элементов в зонах (с учетом поправок на гетерогенные эффекты) и размеры эквивалентных по Кэфф сферических моделей исследовавшихся сборок были взяты из работы Дэви [7]. Расчеты проводились в P_I - приближении при 26-групповом представлении энергетической зависимости потока и сечений по программе 26M. Сведение 33-групповых констант в 26-групповой набор производился путем объединения следующих групп 33-групповой системы: 21-22, 24-25, 26-27, 28-29, 30-33.

Как уже указывалось, объединение производилось с весом спектров, принятых в системе констант $FD-2$. Расчеты по 26-групповой системе констант ФЭИ производились по той же программе.

Результаты расчетов приведены на рис. 2-3 в форме отклонения расчетного $K_{эфф}$ от единицы (в процентах) в зависимости от ядерной концентрации урана-238, ρ_8 . Низкие значения ρ_8 соответствуют сборкам с высоким обогащением по урану-235 и, соответственно, с малыми размерами.

Такое представление помогает выявить роль погрешностей в константах урана - 238 и урана - 235 в предположении, что роль погрешностей в сечениях других реакторных материалов невелика. Последнее подтверждается анализом, проведенным в работе [30].

Как видно из рис. 2, критичность расчетных моделей систематически снижается с увеличением ρ_8 . Это говорит о том, что принятые в $FD-2$ сечения урана - 238 излишне "подкритичны". Скорее всего, это связано в основном с завышением сечения захвата урана-238, т.к. остальные сечения или известны относительно точно, либо неопределенность в их величинах относительно слабо сказывается на критичности. В случае 26-групповой системы констант (рис. 3), наблюдается примерно одинаковая подкритичность (на $\sim 0,8\%$) для любых ρ_8 , если не считать сильного разброса данных при малых ρ_8 .

Причина этой неточности заключается, следовательно, в основном в завышении сечений деления урана - 235 в этой системе констант.

Учет кинетических эффектов (выполненный по данным работы [30]) приводит к изменению зависимости (Кэфф - I) от ρ_a (см. рис. 4), однако отмеченное систематическое падение Кэфф с увеличением ρ_a сохраняется. Из рис. 4 видно, что даже после корректировки приведенных в FD-2 сечений урана - 238, результаты точных расчетов будут отличаться от экспериментальных данных. Для их согласования требуется использовать более "подкритичные" сечения урана - 235. Вероятнее всего, следует понизить сечение деления урана - 235 (хотя и в меньшей степени, чем это требуется в 26-групповой системе констант).

Приведенные качественные выводы относительно точности системы согласуются и с результатами более тщательного анализа [7].

Следует отметить, что приведенные на рис. 4 результаты наших расчетов систематически лежат ниже результатов, полученных по той же системе констант в работе [7] примерно на 0,5%. Возможными причинами этого могут быть различные степени сходимости итерационного процесса при выполнении расчетов и погрешности, связанные со сведением 33-группового набора констант в 26-групповой.

При введении в результаты расчетов по 26-групповой системе констант поправок на кинетические эффекты выявляется зависимость степени критичности от ρ_a , говорящая о необходимости корректировки констант урана - 238. Учитывается и требующаяся поправка сечения деления урана - 235. На необходимость этих коррекций указывалось и ранее [6,7]. Однако, в случае, если расчеты производятся в P_1 -приближении, неточности констант и метода расчета частично компенсируются и неточность расчета Кэфф для широкого класса систем становится сравнительно небольшой и независящей от степени обогащения, что позволяет легко вводить поправки в результаты расчетов.

В числовом виде результаты расчетов приведены в таблице 4, где даны названия сборок ZPR-III в соответствии с классификацией оригинальной работы.

На рис. 5,6 приведены энергетические зависимости сечения захвата урана - 238 при различных сечениях разбавления, вычисленные по 33- и 26-групповым системам констант и сечения деления урана - 235, и урана - 238, соответствующие бесконечному разбавлению $\sigma_3 - \sigma_{v, \text{nonres}}(U^{238})$.

На рис. 7 изображена зависимость разности между $\sigma_c(U^{238})$ при 900°K и 300°K для групп № I3 и № I4 26-групповой системы констант и - для тех же энергетических интервалов соответствующая разность, рассчитанная по данным системы FD-2.

Приводимые данные позволяют оценить различие в расчетных величинах Допплер-эффекта, вычисляемых по этим системам констант (приводи-

ные группы, охватывающие энергетический интервал от 1 до 4,65 кэв, ответственные за основную часть Доплер-эффекта в быстрых реакторах).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R.W. Smith, J.L. Rowlands and D. Wardleworth. "The FD₂ Group averaged Cross Section set for fast reactor calculations". АЕЭВ-В491. 1966.
2. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М. Атомиздат, 1964.
3. L.P. Abagjan et al. Group constants for nuclear reactor calculations. Consultant Bureau, N-Y. 1964.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Дополнение к "Групповым константам для расчета ядерных реакторов". Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Выпуск 1. М. Атомиздат, 1964.
5. Абагян Л.П. и др. 26-групповые константы для фтора, хлора и иттрия. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Выпуск 3. М. Атомиздат, 1966.
6. Базазянц Н.О., Зарицкий С.М., Троянов М.Ф. Обсчет критических экспериментов на сборках ZPR-III при помощи системы констант ФЭМ. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Выпуск 2. М. Атомиздат, 1965.
7. W.G. Davey. Nucl. Sci. and Eng. 19, 259 (1964).
8. S. Yiftaf, D. Okrent, P.A. Moldaner. Fast Reactor Cross Sections. N.-Y. Pergamon Press, 1960.
9. S.M. Miller, K. Parker. List of Data Files Available in the UKAEA Nuclear Data Library as at 15th April, 1966. AWE Report No. 0-55/65.
10. R.B. Nicholson. The Doppler Effect in Fast Neutron Reactors. APDA 139.
11. A. Ancarani and E.A. Fossoul. Doppler Effect of Fissile Elements in Fast Reactors. EARS Symposium, Karlsruhe, April 1963.
12. M. Kalos. NDA 2093-7 (1958).
13. R. Goldstein and E.R. Cohen. Nucl. Sci. and Eng. 13, (2) 132 (1962).
14. Mrs. H.M. Sumner ERIC-2, A Fortran Programme to Calculate Resonance Integrals and from them Effective Capture and Fission Cross Sections. АЕЭВ-В323 (1964).
15. J.D. Mac Dougall (unpublished) АЕЕ, Winfrith (1963).

16. F.W. Firk, J.E. Lynn, M.C. Moxon. AERE NP/GEN-15.
17. J. Rosen et al. Bull. Amer. Phys. Soc. 11, 2, 41 (1957).
18. J.S. Story. A Note on the Average Resonance Parameters for Pu²³⁹ (Unpublished). A.E.E. Winfrith (1963).
19. P. Greebler, Hutchins, Sueoka. The Doppler Coefficient Fast Oxide Reactor. GEAP 3646.
20. K. Parker. Neutron Cross Section of U²³⁵ and U²³⁹ in Energy Range 1 kev - 15 Mev, Part 1, AWRE TPN 39/63.
21. M.C. Moxon and Mrs. C.M. Chaffy. Neutron Capture Cross Sections of Fe, Rh, Ag, In, Au, Th, U from 1 kev to 30 kev (In press).
22. G. Doherty. Calculated Resonance Integrals. (In press).
23. J.L. Rowlands and D. Wardleworth. A Nineteen Group Extension to the Yiftah, Okrent and Moldanev Cross Section Set. AEEW - M472 (1965).
24. V.J. Bell et al. A Users Guide to CALATY-3. AEEW-R379.
25. H. Hummel and A. Rago. An Accurate Treatment of Resonance Scattering in Light Elements in Fast Reactors. Proceedings of Seminar on Fast and Intermediate Reactors, IAEA, Vienna, 1961, 1.
26. J.E. Lynn, F.W.K. Firk, M.C. Moxon. Nucl. Phys. 5, 603 (1958).
27. S. Yieftah, M. Sieger. Nuclear Cross Section for Fast Reactors. I.A. 980.
28. J.D. Gorrison. A Statistical Analysis of Neutron Resonance Parameters. BNL-7402.
29. В. Конкс, Д. Попов, Б. Шапиро. КЭТЭ 19, * 1 (1964).
30. A.R. Baker. A Systematic Study of the Accuracy of Multigroup Criticality Calculations for Fast Critical Assambles. ANL-7320, 1966.

ЧАСТЬ III

ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ЗАЩИТЫ
ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ

К ВОПРОСУ О СИСТЕМЕ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ДЛЯ РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ
ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ

Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич

1. В В Е Д Е Н И Е

При прохождении излучения в веществе происходит множество сложных взаимодействий, в результате которых может измениться энергия, направление движения отдельных частиц, могут возникнуть новые частицы.

Подробное описание прохождения излучения через защиту с целью определения мощности дозы требует детальной информации о сечениях взаимодействия частиц с ядрами. Эти данные должны быть достаточно подробные. Так например, для описания прохождения нейтронов с энергией ~ 3 Мэв сквозь толстые слои железа необходимо измерение сечения с энергетическим разрешением, по-видимому, не хуже нескольких килоэлектронвольт, что на пределе современных экспериментальных возможностей. Запись информации о таком сечении потребует таблиц с несколькими тысячами чисел. Приведенный пример является скорее характерным, чем исключительным.

Накопление столь подробных данных задача очень сложная и трудоемкая, а в ряде случаев в настоящее время невозможная. Вряд ли можно надеяться на то, что в ближайшие годы можно будет иметь более или менее полный набор микроскопических констант, тем более, что исследования детальных характеристик ядерных реакций в большей степени стимулируются задачами ядерной физики, а не требованиями физики защиты.

С другой стороны, даже если допустить, что имеется полный комплект микроскопических сечений, то и тогда при их использовании неизбежны усреднения по сравнительно широкому энергетическому интервалу.

Целесообразно поэтому в тех случаях, когда это возможно в эксперименте, получать средние макроскопические характеристики сечений взаимодействий и продуктов этих взаимодействий. В дальнейшем будем понимать под макроскопическими характеристиками микроскопические сечения полные и дифференциальные, усредненные по одной из переменных. Например, групповые представления сечений, групповое представление спектров вторичного излучения^{*}, среднее число вторичных нуклонов на ядерное взаимодействие и т.д.

^{*}Под вторичным излучением понимаются заряженные частицы, нейтроны и γ -лучи, возникшие в самой защите в результате ядерных взаимодействий по сравнению с защитой излучения (определяемого как первичное).

Макроскопические характеристики могут быть использованы для детальных расчетов полей излучений. Однако, как показывает опыт, во многих случаях можно довольно детально описать поле излучений, не прибегая к сложным расчетам (или значительно упростить расчет), если воспользоваться набором эмпирических параметров, характеризующих поле излучения.

К таким опробованным временем параметрам можно отнести факторы накопления γ -излучения, сечения выведения, экспоненциальные аппроксимации угловых распределений интенсивности, длины релаксации вторичного излучения в защите от высокоэнергичных протонов.

Для практических задач в итоге развития физики защиты должны появиться сборники данных с рецептами их использования, или, другими словами, система защитных констант.

В настоящее время трудно подробно описать такого рода системы констант, но во всяком случае, они должны содержать, кроме усредненных в эксперименте (или по детальному ходу) сечений ядерных взаимодействий, еще и параметры, позволяющие получать характеристики полей излучения без детальных расчетов. Любая попытка создания системы защитных констант обречена на неудачу, если не поставить четких граничных условий. Такими граничными условиями является точность определения интегральной дозы за защитой.

Но здесь следует иметь в виду, что при одинаковой требуемой точности в определении дозы за защитой, требования к заданию микроскопических констант будут тем больше, чем больше толщина защиты.

Вопрос о выборе необходимой точности при определении дозы за защитой является комплексным и должен рассматриваться вместе с вопросами определения биологической эффективности и т.д.

При небольших величинах доз, в пределах предельно-допустимых, кажется целесообразным выбрать точность определения расчетной дозы в пределах порядка 50%. Это будет соответствовать требованию 1% точности в определении полных сечений, характеризующих прохождение первичного излучения, и около 30% в определении сечений образования вторичного излучения.

В настоящей работе обсуждаются принципы усреднения сечений, характеризующих вторичное излучение и некоторые макроскопические характеристики поля излучения.

2. Выбор групповых энергетических интервалов разбиений спектра первичных протонов в системе защитных констант.

Расчет радиационной защиты от протонов космических источников, т.е. излучаемых солнцем при вспышках, протонов радиационных поясов и протонов, присутствующих в галактическом излучении, достаточно прост и надежен, если учесть только электромагнитное взаимодействие и пренебречь ядерными взаимо-

действиями в защите. Такое приближение при расчете тонких (до $10-15 \text{ г/см}^2$) защит может обеспечить точность вычисленной дозы за защитой порядка $10-15\%$, да и то при соблюдении ряда условий, таких как: а) существование надежной и экспериментально обоснованной зависимости биологической вредности быстрых протонов от их энергии, б) не слишком резкий рост числа протонов в источнике при уменьшении их энергии, т.е. не слишком "мягкий" спектр первичных протонов. Второе условие не выполняется для энергетического спектра протонов, излучаемых при "нерелятивистских" вспышках на солнце. В этом случае основной вклад в дозу за защитой вносит вторичное, т.е. возникшее в результате ядерных реакций в защите излучение (в первую очередь нейтроны, а иногда и гамма-лучи) и ионизационное приближение может привести к недооценке дозы в 2 - 3 раза [1].

Точный расчет защиты без ограничения толщины и характера спектра требует знания детальных характеристик процесса ядерного взаимодействия быстрых частиц (протонов, нейтронов, α -частиц и т.д.) включая все сведения о зарядовом, энергетическом и угловом распределении продуктов ядерных реакций в широком диапазоне энергий частиц, вызывающих эти реакции. Существующие к настоящему времени экспериментальные данные о дифференциальных сечениях составляют малую долю от минимально необходимого набора для расчета "толстой" защиты.

Рассмотрим случай, когда первичные, т.е. облучающие поверхность защиты, частицы - протоны. Протоны - основной источник радиационной опасности в космосе, хотя иногда при вспышках на солнце излучается до $30-40\%$ ядер He [2]. Подход к выбору интервалов для случая облучения α -частицами тот же, что и для протонов, хотя сами интервалы могут оказаться иными. В настоящее время что либо более определенное сказать нельзя, поскольку практически нет никаких сведений о спектрах α -частиц при вспышках.

Тяжелые ядра, наблюдаемые в галактическом космическом излучении, заметной роли в образовании вторичного излучения за защитой не играют ввиду малой относительной интенсивности и больших ионизационных потерь.

При выборе групповых интервалов можно исходить из разных предпосылок. С точки зрения защиты кажется наиболее целесообразным выбрать интервалы так, чтобы биологическая доза вторичного излучения, созданного каждой группой первичных протонов, за защитой была бы одна и та же. Идеально такие групповые интервалы должны были бы не зависеть от спектра первичных протонов. Однако, спектры первичных протонов космических источников настолько разнохарактерны, что если не ограничиваться рассмотрением защит очень большой толщины (существенно больше сотен г/см^2) нет оснований для предпочтения одного из возможных вариантов разбиения. С другой стороны, если границы интервалов будут очень резко изменяться даже при незначительных вариациях исходного спектра, то потеряет всякий смысл разработка групповой системы. Заметим, что заведомая зависимость границ интервалов от спектра первичных протонов оправдывает многочисленные приближения, сделанные в после-

дующих подсчетах.

Общее выражение для дозы излучения созданной за плоским барьером как самими первичными протонами (плоский мононаправленный пучок), так и всем вторичным излучением, возникшим в защите в результате ядерных взаимодействий первичных протонов с энергиями в интервале ΔE_p , не учитывая угловые распределения излучения, может быть записано в виде:

$$D(\Delta E_p^i) = \int_{\Delta E_p^i} \varphi(E_p) W_A(E_p) V(E_p) Q T_{\text{вт}} dE + \int_{\Delta E_p^i} \varphi(E_p) T_p Q_p dE = \\ = D(\Delta E_p^i)_{\text{вт}} + D(\Delta E_p^i)_{\text{пер}} \quad (I)$$

где $\varphi(E_p)$ - спектр первичных протонов,

$W(E_p)$ - вероятность ядерного взаимодействия первичного протона в защите,

$V(E_p)$ - количество вторичного излучения (число нейтронов, протонов, гамма-квантов и т.д., излучаемое при одном неупругом взаимодействии),

Q и Q_p - качество излучения (доза в баедах, создаваемая одной частицей данного сорта),

T_p - ослабление первичных протонов защитой,

$T_{\text{вт}}$ - ослабление вторичного излучения в защите (в общем случае этот коэффициент учитывает и появление новых частиц в результате неупругих взаимодействий вторичного излучения).

Разбиение на интервалы равной опасности предполагает, что

$$D(\Delta E_p^1) = D(\Delta E_p^2) = \dots = D(\Delta E_p^n) \quad (2)$$

$$\sum_{i=1}^n D(\Delta E_p^i) = \sum_{i=1}^n D(\Delta E_p^i)_{\text{вт}} + \sum_{i=1}^n D(\Delta E_p^i)_{\text{пер}} = D_0 \quad (3)$$

где D_0 - полная доза за защитой.

Первый член в выражении (I) описывает дозу вторичного излучения, а второй - дозу, созданную прошедшими через защиту первичными протонами. Для тонких защит и "жестких" (т.е. с большим числом высокоэнергичных протонов) спектров сумма первичных интегралов в выражении (3) будет мала по сравнению с суммой вторых, и, наоборот, для толстых защит и "мягких" спектров сумма первых интегралов определяет D_0 .

Для анализа выражение (3) желательно представить в возможно более простом аналитическом виде, позволяющем варьировать форму $\varphi(E_p)$ в достаточно широких пределах. Обзор данных о спектрах космических источников, полученных к началу 1964 года, содержится в монографии [3], последующие уточнения для наших целей не существенны. Предварительно заметим, что для большинства спектров космических источников протонов первый и второй члены в (3) сравниваются при толщинах защиты 15-30г/см².

Дифференциальное энергетическое распределение протонов в первичном (галактическом) космическом излучении (ПКИ) достаточно хорошо, особенно для энергий протонов больших 10^3 Мэв, может быть представлено следующим выражением [4]:

$$\varphi_{пкн}(E_p) = C_{пкн} (1 - e^{-10^7 E_p}) (10^3 + E_p)^{-2,5} \quad (4)$$

где E_p - в Мэв, $C_{пкн}$ - нормировочная константа.

Экспоненциальный член в (4) обеспечивает убывание числа протонов с уменьшением их энергии вследствие высокоширотного обрезания при измерениях вблизи земли, с ее сильным магнитным полем. Положение этого максимума зависит от активности Солнца, и, возможно, в свободном от магнитного поля Земли пространстве максимум смещается в область более низких энергий.

Дифференциальное энергетическое распределение протонов внутреннего радиационного пояса зависит от координат точки измерения и обычно для максимума интенсивности представляется в виде суммы $\sum \alpha_i E^{-\alpha_i(E_p)}$ с $\alpha_i = 2 + 3$ а $\alpha_i(E_p)$ в пределах $1,5 + 2,0$, причем такое представление не учитывает наблюдаемой "тонкой структуры" в районе $E_p = 10+50$ Мэв. Для наших целей вполне достаточно представить спектр протонов радиационного пояса (Р.П.) в виде:

$$\varphi(E_p)_{рп} = C_{рп} e^{-1,08 \cdot 10^{-2} E_p} \quad (5)$$

где E_p - Мэв, а $C_{рп}$ - нормировочная константа.

Третий источник протонов в космосе - Солнце, инжектирующее протоны во время хромосферных вспышек (солнечные космические лучи - СКЛ). Не существует одной, хотя бы приближенной, кривой, изображающей спектр протонов вспышки. Можно, и это часто делают, выразить $\varphi_{скл}(E_p)$ в виде степенной зависимости:

$$\varphi_{скл}(E_p) = C_{скл} E_p^{-\alpha(E_p, T)} \quad (6)$$

где $\alpha(E_p, T)$ - зависит не только от энергии E_p и времени от начала вспышки T , но и от класса вспышки. Диапазон изменений α - $1,5+8$. В работе [5] получен усредненный по наблюдаемым вспышкам за период 1958-60г.г. спектр протонов. В диапазоне энергий $10 - 500$ Мэв этот спектр удовлетворительно аппроксимируется выражением:

$$\varphi_{скл}(E_p) = C_{скл} E_p^{-3,5}$$

E_p - в Мэв, а $C_{скл}$ - нормировочная константа

На рис. 1 показаны средние $\varphi(E_p)_{скм}$ за период 1958-60г.г. $\varphi(E_p)_{рп}$ - в максимуме интенсивности и $\varphi(E_p)_{пкм}$ по формуле (4).

Вероятность ядерного взаимодействия протона записывается в виде

$$W_2(E_p) = 1 - \exp \left\{ - \int_{E_p}^E \frac{\Sigma_{не}(E)}{\frac{dE}{dx}} dE \right\} \quad (7)$$

где E_p - начальная энергия протона
 $E' = 0$ при $R(E_p) < t$
 $E' = E \{R(E_p) - t\}$ при $R(E_p) > t$, где t - толщина защиты, а
 $R(E_p)$ - пробег протона с энергией E_p .
 $\Sigma_{не}(E)$ - макросечение неупругого взаимодействия протонов с ядрами защиты.

Здесь и далее энергия измеряется в Мэв, толщина пробега протонов в г/см², сечение в см²/г.

Неопределенность при вычислении W_2 обуславливается почти исключительно $\Sigma_{не}(E)$, особенно для $E_p \sim$ сравнимой с величиной кулоновского барьера и для легких ядер ($A < 20$), где необходимо учитывать индивидуальные свойства каждого ядра. Поскольку, хотя бы из-за различия в спектрах первичных протонов нет надежды получить точное решение уравнения (1), то для оценки $\Sigma_{не}(E_p)$ можно воспользоваться какой-нибудь приближенной моделью ядерного взаимодействия, не учитывающей индивидуальных свойств отдельных ядер.

Вычисления W_2 проводились в предположении, что сечение неупругого взаимодействия равно сечению образования составного ядра.

$W_2(E_p)$ для $Z = 10, 30$ и 80 изображены на рис. 2. При этом предполагалось, что протоны падают нормально к плоскости защиты толщиной 30 г/см².

Вторичное излучение, возникающее при неупругих взаимодействиях протонов с ядрами, сильно зависит как по составу, так и по энергии от энергии первичных протонов. Если в области энергии протонов ниже 40 Мэв, проникающее вторичное излучение - это испарительные нейтроны со спектром, близким к спектру деления, и гамма-лучи, то при более высоких энергиях все большую роль играют каскадные нуклоны, а при энергиях выше 500 Мэв необходимо принимать во внимание и мезоны. Очевидно, что для полного описания вторичного излучения не хватает данных, а развиваемый приближенный математический подход недостаточен. Но для целей данной работы нужна доза, создаваемая всем вторичным излучением за защитой. Величину дозы, создаваемую всем вторичным излучением в зависимости от энергии E_p для сравнительно тонких защит, для которых вероятность второго взаимодействия заметно меньше, чем первого, можно описать простой и правильно передающей характер зависимости, если ввести следующие допущения.

1. ОБЭ всех частиц постоянно и не зависит от их энергии.

2. Все вторичное излучение поглощается в защищаемом фантоме.

Эти предположения приводят к тому, что доза пропорциональна энергии первичного протона E_p . Заметим, что дозу, создаваемую гамма-лучами, более справедливо считать независимой от энергии E_p , что эквивалентно предположению о постоянном количестве энергии, уносимом электромагнитным излучением при различных энергиях возбуждения ядра, E_p .

Для нахождения равноопасных по вторичному излучению интервалов выберем $t = 30 \text{ г/см}^2$. При этом $\sum(E_p)t \leq 0,34$ для $A \approx 22$ и $\sum(E_p)t < 0,16$ для $A \approx 210$. Следовательно, вероятность ядерного взаимодействия вторичного излучения в защите $\leq 0,3$ в первом случае и $\leq 0,15$ во втором.

Рассматривать толщину значительно меньше 30 г/см^2 не имеет смысла, так как при малых толщинах вторичное излучение вносит незначительный вклад в общую дозу за защитой, а толщины существенно большие 30 г/см^2 , мало вероятны для реальных защит космических кораблей.

Выбор группового разбиения имеет смысл проводить с учетом только первого члена в уравнении (1), поскольку точность вычисления второго члена целиком определяется заданием начального спектра протонов и сведениями об их ОБЭ. Тогда приближенное уравнение для интервалов равной опасности будет иметь вид:

$$\bar{Q}_p \sum_i \int_{\Delta E_p^i} \varphi(E_p) W_a(E_p, A) E_p dE_p = D_0 \epsilon_t \quad (8)$$

для всего вторичного излучения и

$$\bar{Q}_p \bar{E}_p \sum_i \int_{\Delta E_p^i} \varphi(E_p) W_a(E_p, A) dE_p = D_0 \epsilon_t \quad (8)$$

для интервалов равной опасности по дозе γ -лучей.

На рис. 3 приведены границы интервалов равной опасности (при общем числе интервалов 10 для каждого случая) для $Z = 10$ и 80 и спектров источников космических протонов (СКИ, РП и ПКИ), изображенных на рис. 1. Из рис. 3 ясно, что примерно 20 интервалов достаточно, чтобы вес каждого интервала при рассмотренных спектрах не превышал 10-15%. В таблице I приведено разбиение на интервалы с учетом всех спектров ПКИ, ГКИ и СП, при этом ввиду малой интенсивности спектр ПКИ разбит всего на три интервала.

Данные таблицы позволяют выделить наиболее важную энергетическую область, в которой необходимо в первую очередь исследовать характеристики вторичного излучения, возникающего при взаимодействии протонов с ядрами. Следует учесть, что количество информации для описания характеристик вторичного излучения существенно зависит от средней энергии группы. Так, если в области энергий выше 50 Мэв достаточно измерения вторичного излучения при средней энергии группы для 2-х - 3-х ядер, то в области энергий 0-20 Мэв для корректного усреднения необходимы подробные исследования энергетич-

ческих зависимостей для каждого элемента в отдельности. Предложенное представление спектра в виде 21 группы оказывается достаточным, чтобы вклад каждой из них в дозу вторичного излучения для любого, сколь-нибудь вероятного спектра (за исключением ПКИ) не превышал 15-20%. Так, для очень "мягкого" спектра солнечной вспышки, произошедшей 10.5.59 г. границы "равноспасных" с дозе гамма-лучей интервалов следующие: 0, 5, 8, 13, 19, 24, 30, 36, 44, 69 Мэв, то есть в рамках предложенной таблицы разбиения средний вклад интервала 12%. При этом вклад группы 0-7 Мэв - 15%. Заметим, что группы, представленные в таблице I, указывают области энергий протонов, где необходимы наиболее подробные исследования сечений образования вторичного излучения.

3^о. Гамма-лучи, возникающие при захвате нейтронов в защите реактора.

Радиационный захват нейтронов является одним из основных процессов взаимодействия нейтронов с ядрами в области реакторных спектров. Поэтому гамма-лучи, возникающие при захвате нейтронов, захватное излучение, являются одним из основных компонентов вторичного излучения и зачастую определяют состав и размеры защиты. Для описания источников захватного излучения необходимы сведения об энергетическом и пространственном распределении нейтронов, сечении радиационного захвата и спектре гамма-лучей радиационного захвата. Для физики реакторов основной интерес представляют сечения радиационного захвата, и в настоящее время существуют многогрупповые системы констант (например [6]), с помощью которых во многих случаях можно удовлетворительно описать плотность захвата нейтронов, то есть распределение источников захватного гамма-излучения. Характеристики этих источников являются довольно сложными: спектр гамма-лучей радиационного захвата изменяется от однолинейного (например, при захвате тепловых нейтронов в свинце, висмуте, водороде) до квазинепрерывного, описываемого статистической теорией.

Спектры гамма-лучей радиационного захвата являются для ряда элементов заметной функцией энергии поглощаемых нейтронов, что наглядно было продемонстрировано при изучении спектров захватного гамма-излучения при поглощении нейтронов со спектром, близким к спектрам быстрых реакторов [7]. Сведения об угловом распределении захватного излучения скудны, но первое приближение - изотропное угловое распределение - вряд ли внесет заметную ошибку в расчет прохождения гамма-лучей, поскольку при захвате тепловых и медленных нейтронов анизотропия близка к нулю, а в тех случаях, когда поглощаются нейтроны с энергией 1 Мэв и выше, сравнительно мала плотность захватов.

В настоящее время обычно при расчетах прохождения в среде захватного гамма-излучения используют так называемые "групповые спектры", то есть

спектры радиационного захвата представляются в виде нескольких (5-7 групп) моноэнергетических линий, которые составлены на основе спектров гамма-лучей захвата тепловых нейтронов [8]. Проведенный анализ в [9] показал, что для таких важных конструкционных элементов, как железо и никель, а также для меди и свинца есть необходимость в разбиении спектра захватываемых нейтронов на группы для учета изменения спектра при изменении энергии захватываемых нейтронов.

Одна группа - тепловые нейтроны,
 вторая группа - резонансные 0,4 эв - 10 кэв + 100 кэв,
 третья группа - быстрые нейтроны с энергией выше 100 кэв.

Групповое разбиение нейтронного спектра может оказаться необходимым для описания спектров гамма-лучей при захвате нейтронов только в весьма ограниченном числе ядер (с $A \sim 60$ и для магических ядер)*.) Выбор трех групп (возможно следует ограничиться и двумя группами) вполне достаточен, поскольку деформации спектров захватного гамма-излучения при изменении энергии нейтронов носят плавный (вялый) характер (например, спектры гамма-лучей при захвате нейтронов в меди [9]).

Энергетические интервалы для описания спектров захватного излучения целесообразно выбрать так, чтобы вклад в дозу за защитой, создаваемой гамма-лучами каждой группы, был одинаковым, то есть чтобы

$$\int_{E_i}^{E_{i+1}} N(E)R(E)T(E) dE = \frac{\sum_{i=1}^n \int_{E_i}^{E_{i+1}} N(E)R(E)T(E) dE}{n} \quad (9)$$

где $N(E)$ - спектр вторичного гамма-излучения,

$R(E)$ - коэффициент, переводящий поток гамма-квантов в дозу,

$T(E)$ - выход гамма-лучей энергии E из данной защиты,

n - число групп разбиения.

В общем случае однозначный выбор ширины энергетических интервалов из выражения (9) невозможен поскольку как $T(E)$, так и $N(E)$ - могут достаточно широко изменяться в зависимости от типа и состава защиты. Однако все же можно указать на некоторые общие зависимости, которые позволяют провести разумный выбор групповых интервалов.

Разобьем все материалы, используемые в защите, на две группы - с малым и большим значением A . В первом приближении можно считать, что для легких материалов $N(E) \sim \frac{1}{E}$, а $R(E) \sim E$ а массовый коэффициент поглощения для узкого пучка в интервале E от 0,6 до 10 Мэв $\sim E^{-0.4}$. Тогда (9) записывается приближенно, считая для толстой защиты $T \sim \frac{1}{\mu}$ (при $\frac{1}{\mu} < \lambda_{tz}$)

$$\int_{E_i}^{E_{i+1}} Const E^{-0.4} dE = \frac{\sum_{i=1}^n \int_{E_i}^{E_{i+1}} Const E^{-0.4} dE}{n} \quad (10)$$

Для тяжелых элементов можно предположить, что спектр захватных гамма-лучей может быть описан с помощью ядерной температуры T_0 возбужденного ядра, то есть в предположении разрешенных дипольных переходов, $N(E) = Const E^3 e^{-E/T_0}$

*.) Для большинства ядер спектр γ -лучей захвата практически не зависит от энергии захватываемых нейтронов.

Учитывая, что для тяжелых элементов в интервале 1-10 Мэв μ приблизительно постоянно, выражение (10) записывается так:

$$\int_{E_i}^{E_{i+1}} E^4 e^{-E/\tau_0} dE = Const \quad (11)$$

Значения T_0 для больших Z при энергиях возбуждения ~ 7 Мэв не сильно отличаются от 1 Мэв.

Если считать, что спектр захватного гамма-излучения простирается до 10 Мэв и принять семь групп для его описания, то средние группы с учетом (10) и (11) будут: 0 - 1,5 - 2,5 - 4 - 5,0 - 6,0 - 7,5 - 10. Интересно, что полученные границы групп не совпадают с аналогичными, приведенными в работе [8], где не оговорен принцип выбора групп. Необходимо отметить, что в настоящее время имеется большая неопределенность в экспериментальных данных по спектрам захватного гамма-излучения в области низких энергий гамма-лучей (0-2 Мэв). Возможно, что для получения нужной информации могут помочь опыты по пропусканию гамма-лучей захвата в условиях хорошей геометрии для получения функций ослабления.

Такого рода эксперименты имеет смысл сделать для нескольких наиболее распространенных конструкционных материалов.

Выше обсуждался один из возможных способов представления спектров захватного излучения в виде групп. Не менее важный вопрос и в том, сколько групп необходимо для правильного описания прохождения захватного гамма-излучения.

Можно развить другой подход в определении минимального числа групп для описания захватного гамма-излучения. С этой целью можно проанализировать функции пропускания для захватных гамма-лучей определенных элементов, например, в углероде и свинце. Обозначим эти функции $T_a(x, z)$. Далее представим эти функции в виде суммы экспонент

$$\int f(E) e^{-M(E, z)x} dE = T_a(x, z) \approx \sum_{i=1}^n \alpha_{zi} e^{-M(\bar{E}_i, z)x} \quad (12)$$

И затем найдем минимальное значение n , при котором α_{zi} и \bar{E}_i имеют такие значения, что

$$\left| 1 - \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i e^{-M(\bar{E}_i, z)x}}{T_a(x, z)} \right| \leq \xi \quad (13)$$

где ξ - необходимая точность в описании функций ослабления захватного гамма-излучения в заданном интервале значений x . Предварительные расчеты показывают, что семи групп более чем достаточно для этой цели, если необходима точность в определении дозы, создаваемой захватным излучением, около 30%. Эти же расчеты позволяют надеяться, что при разумном усреднении прохождения излучения можно представить в виде 3-х групп. В этом случае спектр захватного излучения можно будет представить в виде $\sum_{i=1}^3 \alpha_i(\bar{E}_i)$, для описания которой потребуются 6 параметров.

4. Гамма-лучи, возникающие при неупругом рассеянии нейтронов

Гамма-лучи неупругого рассеяния могут вносить заметный вклад в дозу за защитой в тех случаях, когда сечения радиационного захвата малы (легкие элементы защиты - алюминий, магний, магические элементы - свинец, висмут), либо когда тяжелый компонент защиты борирован. Оценки, сделанные в [10], показывают, что на один вышедший из свинцовой защиты нейтрон приходится около $2,5 \cdot 10^{-3}$ квантов неупругого рассеяния (толщины свинца 20-25 см). Конечно, если в дальнейшем за свинцом расположена вода или другое водородосодержащее вещество, то эффект неупругого рассеяния будет мал в сравнении с потоком гамма-лучей, образовавшихся при захвате в водороде. Вклад гамма-лучей неупругого рассеяния придется учитывать при нейтронной защите, содержащей большие концентрации бора или лития.

Гамма-лучи неупругого рассеяния будут основным компонентом вторичного излучения в тех случаях, когда источник нейтронов имеет высокую среднюю энергию (например, защита термоядерного реактора, работающего на реакции $d - T$, экранировка лучков нейтронов на ускорителе и т.д.). Таким образом, для системы защитных констант необходимо описание спектра гамма-лучей неупругого рассеяния для энергий нейтронов реакторного спектра, где вклад гамма-лучей неупругого рассеяния сравнительно мал, и необходимо описание спектров гамма-лучей, возникающих при неупругом рассеянии нейтронов с энергиями выше 10 Мэв. При расчете защиты реакторов будет вполне достаточно, если представить спектры гамма-лучей неупругого рассеяния, усредненные по спектру нейтронов деления. Возможность усреднения можно обосновать двумя соображениями: 1) вклад гамма-лучей неупругого рассеяния в дозу за защитой обычно мал; 2) спектр быстрых нейтронов, проходящих в защите, обычно не сильно отличается от спектра нейтронов деления (за исключением защит, содержащих большие количества водорода).

На рис. 4 показаны спектры гамма-лучей неупругого рассеяния, измеренные на спектре нейтронов, близких к спектру деления для естественной смеси изотопов железа, титана и свинца. Данные любезно предоставлены нам А.Т.Бакковым и В.Г.Двухшерстновым.

5. Полные сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами

При расчетах прохождения быстрых нейтронов в защите применяют многогрупповые методы расчета. При этом оказывается необходимым учитывать зависимость сечения от энергии внутри интервала усреднения. Информацию о детальной энергетической зависимости сечений можно получить либо с помощью измерений полных сечений с очень высоким разрешением, либо с помощью ана-

лиза кривых пропускания, как это было предложено в работах [II].

Если внутри энергетического интервала ΔE известно среднее значение полного сечения $\langle \sigma \rangle$, то функция ослабления нейтронов в хорошей геометрии представляется в виде [II]:

$$T(t) = e^{-\langle \sigma \rangle \rho t} \left\{ 1 + \frac{\langle \Delta \sigma^2 \rangle}{2!} \rho^2 t^2 - \frac{\langle \Delta \sigma^3 \rangle}{3!} \rho^3 t^3 + \dots + \frac{(-1)^k \langle \Delta \sigma^k \rangle}{k!} \rho^k t^k \right\} \quad (14)$$

где t - толщина образца,

ρ - плотность ядер в образце,

$\langle \Delta \sigma^k \rangle = \langle (\sigma - \langle \sigma \rangle)^k \rangle$ - усредненные по энергетическому интервалу ΔE .

Из приведенного соотношения видно, что даже если величины $\langle \sigma \rangle$ известны с очень хорошей точностью, то пренебрежение структурой сечения в группе дает величину ослабления в $\left\{ 1 + \frac{\langle \Delta \sigma^2 \rangle}{2!} \rho^2 t^2 + \dots \right\}$ раз больше по сравнению с реальным, определяемым (14).

Если считать, что достаточна точность $\sim 30\%$ при расчете величин $T(t)$, то при $\rho t \langle \sigma \rangle = 20$, потребуется, чтобы $\frac{\langle \Delta \sigma^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle^2}$ было меньше, чем $1,5 \cdot 10^{-3}$, а $\frac{\langle \Delta \sigma^3 \rangle}{\langle \sigma \rangle^3} < 2 \cdot 10^{-4}$ и т.д. Другими словами, для практических задач необходимо определять величины $\frac{\langle \Delta \sigma^k \rangle}{\langle \sigma \rangle^k}$ с точностью $\sim 10^{-3}$, а $\frac{\langle \Delta \sigma^3 \rangle}{\langle \sigma \rangle^3} \sim 10^{-4}$. В [12] было показано, что дисперсия полного сечения, усредненного по энергетическому интервалу, много больше, чем среднее расстояние между уровнями компаунд-ядра $\langle D \rangle$ может быть связана с этой величиной $\langle D \rangle$ и средней величиной $\langle \Gamma \rangle$ следующим образом:

$$\frac{\langle \Delta \sigma^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle^2} \approx \frac{0,1}{\frac{\langle \Gamma \rangle}{\langle D \rangle}} \quad (15)$$

Такое соотношение получено в предположении, что сечение потенциально-го рассеяния и сечение всех процессов, идущих через компаунд-ядро, равны. Сделанные выше оценки показывают, что исследование функций пропускания представляет практический интерес для ядер с $\frac{\langle \Gamma \rangle}{\langle D \rangle} \leq 100$. При энергиях нейтронов около 4 Мэв величины $\frac{\langle \Gamma \rangle}{\langle D \rangle}$ по данным [12] равны ~ 4 для Al , ~ 3 для S , около 10 для Cu и т.д. Следует заметить, что величины дисперсии $\frac{\langle \Delta \sigma^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle^2}$ могут быть малыми, а в то же время функция ослабления в узком луче $T(t)$ значительно отличается от $e^{-\langle \sigma \rangle \rho t}$, если в интервале усреднения имеются узкие и глубокие провалы в сечениях. Например, если в интервале ΔE сечение постоянно с одним провалом шириной $0,02 \Delta E$ и глубиной 0,5 от среднего значения, то дисперсия равна $5 \cdot 10^{-3}$. Однако при $\langle \sigma \rangle \rho t \sim 20$, величина $\left\{ 1 + \frac{\langle \Delta \sigma^2 \rangle}{2!} \rho^2 t^2 + \dots \right\} \approx 40$. Теоретические исследования, проделанные в [13], и подробные измерения зависимости сечения от энергии нейтронов [14] показывают, что такие узкие провалы в сечении могут иметь место, хотя даже установки с рекордным энергетическим разрешением, типа описанных в [14], не позволяют получить структуру сечений с нужными деталями.

В связи с этим представляет большой интерес измерение функций ослаблений $T(t)$ быстрых нейтронов в "хорошей" геометрии с целью получения информации о структуре сечений в относительно широких интервалах, используя представление (14). Проведенные ранее измерения [11] показали, что из-за ошибок измерений трудно надеяться получить центральные моменты разложения (14) более высокого порядка, чем $\frac{\langle \Delta \epsilon^2 \rangle}{\langle \epsilon \rangle^2}$. С этой точки зрения весьма интересен метод подгрупп, развитый М.Н. Николаевым, который, в сущности, сводится к разложению измеренной $T(t)$ двумя - тремя экспонентами. Для ряда задач полезно описать функцию ослабления в виде $T(t) = e^{-\langle \delta(t) \rangle t}$, где $\langle \delta(t) \rangle$ непосредственно может быть измерена. На рис. 5 в качестве иллюстрации зависимости сечения от толщины образца приведены результаты измерений на сплошном спектре реактора полного сечения железа [15].

6. Эмпирические параметры, описывающие поле излучения.

Очень характерным параметром, позволившим существенно облегчить расчеты по прохождению гамма-излучения, оказался предэкспоненциальный множитель (фактор накопления). При введении фактора накопления выражение для расчета ослабления выглядит чрезвычайно просто:

$$J = J_0 B(E, \mu r) e^{-\mu r} G(r) \quad (15)$$

где $G(r)J_0$ - поток излучения в точке r без защиты.

При расчете методом моментов были получены факторы накопления дозы, числа и интенсивности для различных сред, начальных энергий гамма-лучей, пробегов и различных по форме источников излучений. Хотя эти расчеты и были выполнены для однородных бесконечных сред, а реальные защиты всегда гетерогенны и ограничены, но гетерогенность может быть просто учтена с помощью предложенной в [17] эмпирической формулы, использующей эти же факторы накопления. В недавно появившейся работе [18] приведена однопараметровая формула для учета зависимости фактора накопления от поперечных размеров защиты.

Более детальную характеристику поля излучения - угловое распределение интенсивности или дозы - оказалось возможным аппроксимировать формулой с использованием факторов накопления и одного параметра θ_0 . Удивительно, что как для быстрых нейтронов, так и для гамма-лучей, формулы подобны. Так для точечных изотропных источников гамма-лучей угловые распределения представляются в виде:

$$\frac{dJ}{d\Omega} = J_0 e^{-\mu r} \frac{(B-1)}{\theta_0} \frac{e^{-\theta/\theta_0}}{8\pi r^2 \sin \theta} \quad (16)$$

В настоящему времени существует набор (см., например, [10]) параметров θ_0 , описывающих угловое распределение гамма-лучей для плоских и точечных источников с начальной энергией до 2-4 Мэв. В настоящее время были получены данные о величинах θ_0 для нейтронов спектра деления с энергией выше 0,7 Мэв [19]. Последовательное использование выражения типа (16) для вычисления потока нейтронов, выходящих из защиты под данным углом, требует знания фактора накопления быстрых нейтронов, набор которых пока весьма ограничен.

Сравнительно простые формулы с небольшим числом параметров для описания угловых распределений позволяют достаточно просто решать ряд таких задач, как расчет отраженного излучения, расчет прохождения излучения в полостях и каналах в защите, расчет фактора накопления в точках, удаленных от защиты. Оказалось, например, что зависимость фактора накопления от местоположения детектора за защитой можно вычислить, интегрируя поверхностные источники, угловые распределения излучения которых заданы параметрически [20].

7. З а к л ю ч е н и е

Рассмотренные выше примеры не охватывают всех областей физики защиты, где используются макроскопические константы или эмпирические параметры. Известно, какое широкое распространение при расчетах прохождения быстрых нейтронов получила такая макроскопическая характеристика, как сечение выведения; известно, что отраженное излучение также может быть описано с помощью нескольких параметров.

Эмпирические формулы хорошо описывают особенности распространения излучения вблизи источников. Некоторые из этих характеристик подробно рассмотрены в [10].

Дальнейшие уточнения эмпирических параметров и макроскопических характеристик, границы их применимости, их количество зависит главным образом от необходимой точности определения биологической дозы за защитой. Поэтому в настоящее время следует обосновать эту необходимую точность, что даст возможность экономно построить систему защитных констант.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.С.Матусевич. АЭ 20, вып. I, 51, 1966.
2. E.Ney, W.Stein. J. Geophys. Rev, 67, 20,87,1962
3. В.Г.Бобков и др. Радиационная безопасность при космических полетах , Атомиздат, Москва, 1964.
4. Л.И.Дорман. Вариации космических лучей и исследования космоса , Изд. АН СССР, Москва, 1963.
5. О.Д.Бриль и др. Вторичные нуклоны, образующиеся при взаимодействии протонов с ядрами защиты , препринт ФИАН, Москва, 1966.
6. Л.А.Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов , Атомиздат, 1964.
7. А.Т.Баков и др. "Д. Эксп. и теор. физ." 44, 3, 1963.
8. Troubetzkoy E., Goldstein H. Nucleosios 18, 17, 1960.
9. А.Т.Баков, Ю.А.Казанский. Вопросы физики защиты реакторов , вып. II, Атомиздат, стр. 156, 1966.
А.Т.Баков, Ю.А.Казанский. Д. "Эксп. и теор. физ", 46, II
10. Ю.А.Казанский и др. Физические исследования защиты реакторов , Атомиздат, 1966.
11. М.Н.Николаев, В.В.Филиппов, И.И.Бондаренко. Статья в сборнике "Physics of Fast and Intermediate Reactors", v1, p65, IAEA, Vienna, 1962.
М.Н.Николаев, В.В.Филиппов. АЭ 15, 493, 1963.
12. K.Tsukada, T.J.Lee. Nuclear Physics 83, 274, 1966.
13. А.А.Дукьянов. Препринт ФЭИ-78, 1967.
14. S.Cierjaks et al. Conference on Nuclear Data-Microscopic Cross Sections and other Data Basic for Reactors. CN-23/11. Paris, 1966.
15. С.П.Белов и др. (в печати)
16. Г.Гольдштейн. Основы защиты реакторов , Госатомиздат, 1961
17. Д.Л.Бродер и др. Вопросы физики защиты реакторов , Госатомиздат, стр. 198, 1963.
18. В.А.Климанов и др. АЭ 22, 228, 1967.
19. С.Ф.Дегтярев и др. АЭ (в печати).
20. Ю.А.Казанский и др. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным , вып. II, Атомиздат, 1965.

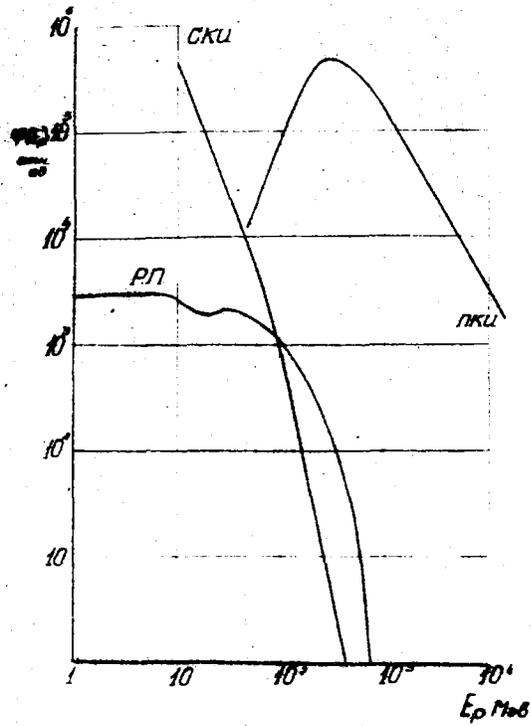


Рис. I. Спектры космических протонов и их приближенное аналитическое представление

- — радиационный пояс
- — солнечные вспышки за 1958-60г.г.
- △—△—△— — первичное космическое излучение
- — — — аналитическое представление по формулам (I,4); (I,5); (I,6)

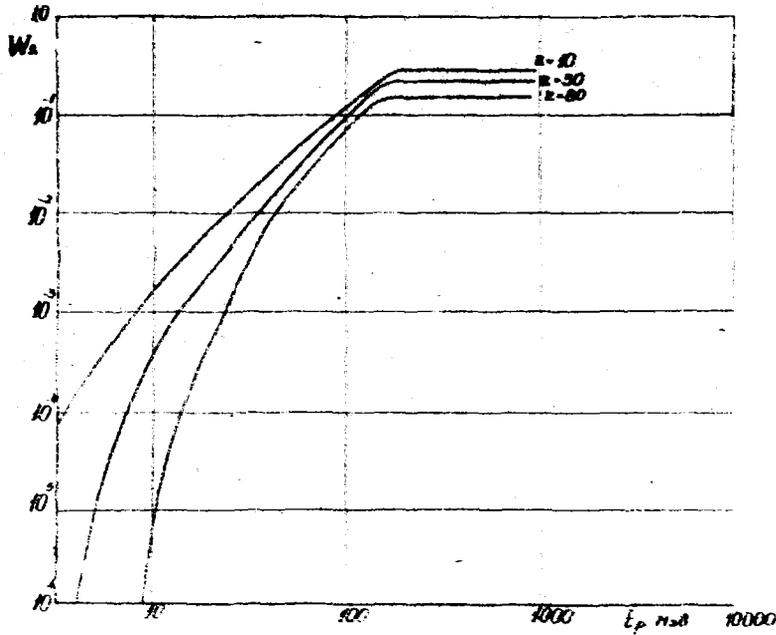


Рис.2. Вероятность ядерного взаимодействия в защите с $Z=10, 30$ и 80 , толщиной 30 г/см^2 при нормальном падении протонов на плоскую защиту.

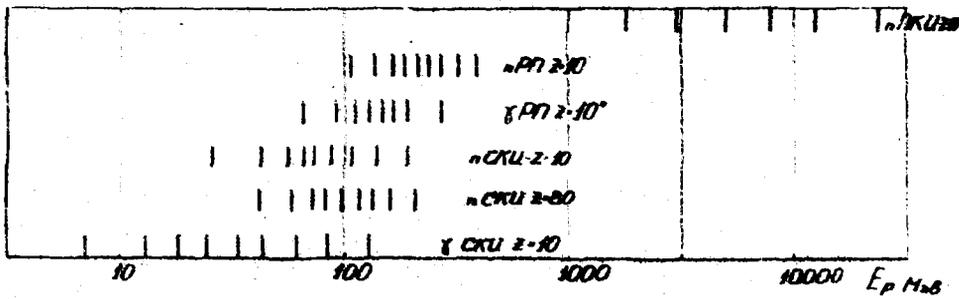


Рис.3. Разбиение на интервалы равной опасности по вторичному излучению. Значок M или γ перед обозначением источника первичного излучения соответствует полной дозе вторичного излучения (формула 1,8) или дозе γ -лучей (формула 1,8').

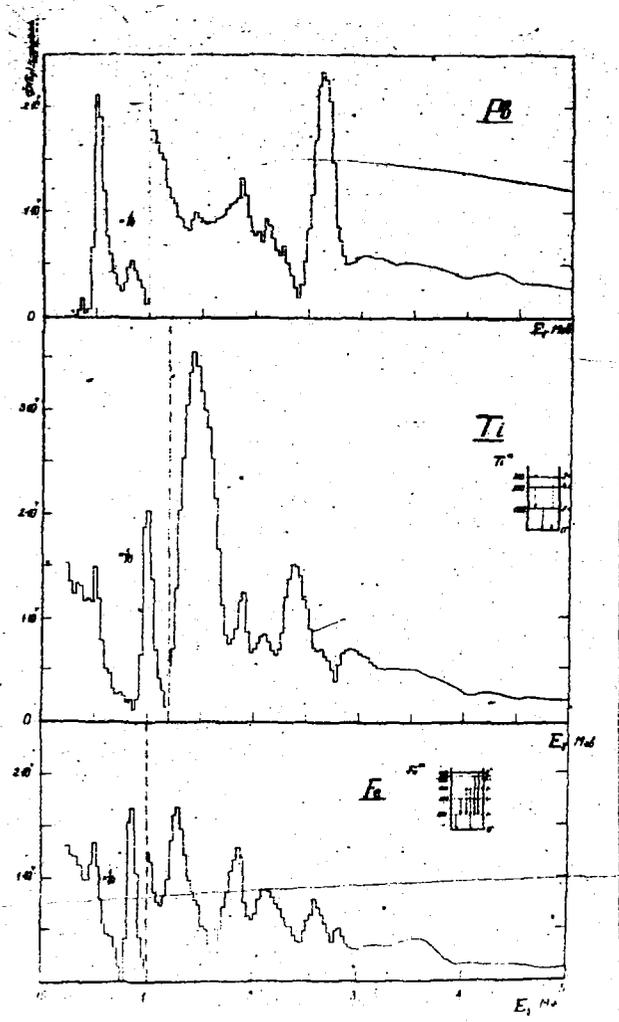


Рис.4. Спектр гамма-лучей неупругого рассеяния для естественной смеси изотопов Fe , Ti и Pb , измеренный на спектре нейтронов реактора Р.И.З.

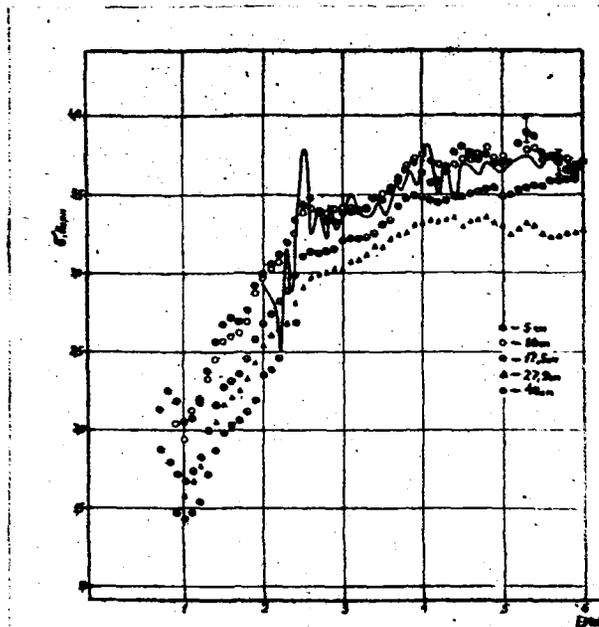


Рис.5. Полные средние сечения измеренные с образцами железа различной толщины.

ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫЕ УГЛОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ θ_0 ДЛЯ БЫСТРЫХ
НЕЙТРОНОВ В НЕВОДОРОДОСОДЕРЖАЩИХ СРЕДАХ

С.Ф.Дегтярев, В.Б.Староверов, В.В.Тарасов, В.К.Тихонов,
С.Г.Цыпин

В работе [1] приведены экспоненциальные угловые коэффициенты θ_0 быстрых нейтронов с энергией $E > 0,7$ Мэв для падающего бесконечного плоского мононаправленного спектра нейтронов реактора для водородосодержащих защит *

В работе [2], [3] получены значения θ_0 для неводородосодержащих сред различной толщины: лития, карбида бора, окиси бериллия, алюминия, вольфрама и свинца для нейтронов с энергией $E > 1,0$ Мэв. Источником являлся плоский бесконечный мононаправленный пучок нейтронов спектра реактора [1].

В таблице I приведены значения θ_0 для этих неводородосодержащих защит для нейтронов спектра реактора с энергией $E > 1,0$ Мэв (источник плоский, бесконечный, мононаправленный).

Т а б л и ц а I
Значения для плоского бесконечного мононаправленного источника нейтронов спектра реактора

Материал	Толщина см	Плотность г/см	θ_0 , град	Порог регистрации, Мэв	Работа
Li	60,0	0,5	40 ± 2	1,0	3
B ₄ C	10; 50	1,1	40 ± 2	1,0	2
BeO	5; 15	2,8	44 ± 2	1,0	2
Al	5,6; 21	2,7	44 ± 2	1,0	2
Fe	15,0	7,87	65	0,2	4
Pb	12,5	11,4	38 ± 2	1,0	2
W	6,6; 15,4	17,4	38 ± 2	1,0	2

* Угловое распределение потока быстрых нейтронов при условиях, приведенных выше, в диапазоне углов $15^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ может быть записано в виде $\sim \exp(-\theta/\theta_0)$.

Из таблицы видно, что коэффициенты θ_0 практически не меняются в широком диапазоне атомных весов, и средняя величина $\theta_0 \approx 40^\circ$ для всех водородосодержащих материалов для нейтронов энергий $E > (1,0 \text{ МэВ}^2)$.

Величина θ_0 в общем случае есть функция энергии нейтронов, а именно, увеличивается с уменьшением порога регистрации, что видно на примере железа [4].

*) Для водородосодержащих материалов аналогичная величина $\theta_0 \approx 30^\circ$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- 1 С.Ф.Дегтярев, В.И.Кухтевич, А.П.Суворов, В.В.Тарасов, В.И.Тихонов, С.Г.Цыпина. Атомная энергия, 21, 392 (1966).
- 2 Данные С.Ф.Дегтярева, В.Б.Староверова, В.В.Тарасова, В.И.Тихонова, С.Г.Цыпина
- 3 Данные В.К.Даруги, С.Ф.Дегтярева, В.И.Кухтевича, В.П.Поливанского, А.Н.Николаева, А.П.Суворова, Б.И.Смирнова, В.В.Тарасова, В.И.Тихонова, С.Г.Цыпина.
- 4 И.В.Горичев, В.А.Дугин, С.М.Ермаков, В.В.Колыженкова, В.И.Кухтевич, Л.А.Трыков. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным, выпуск II, Атомиздат, 316, (1965)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИНИМУМОВ
ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЖЕЛЕЗА

В.И.Кухтевич, Л.А.Трыков, О.А.Трыков

Полное сечение нейтронов в естественной смеси железа на непрерывном спектре реактора измеряли сцинтилляционным спектрометром с кристаллом стибьена по методике, изложенной в работе [1]. Следует только добавить, что диаметр образцов из железа составлял 100 мм, а фон измеряли путем поворота направленного детектора относительно оси симметрии на 5° .

Результаты измерений приведены в таблице I в виде коэффициентов ослабления для различных энергетических групп нейтронов и набора толщин железа. Коэффициент ослабления K определен как отношение

$$K = N(\Delta E) / N_0(\Delta E),$$

где $N_0(\Delta E)$ - скорость счета в данном энергетическом интервале без образца, а $N(\Delta E)$ - соответствующая величина с образцом.

Ошибки результатов измерений до толщин образцов 30 см находятся в пределах $3 \pm 5\%$ (кроме группы нейтронов с энергией $0,1 + 0,2$ Мэв, в которой ошибка достигает величины 15%). Для максимальной толщины 58 см ошибки не превышают 20%.

Результаты измерений удовлетворительно согласуются с данными работы [2] в интервале энергий $0,1 + 2,5$ Мэв и данными работы [3] в интервале энергий $1 + 6$ Мэв до толщин железа 27 см.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.И.Кухтевич и др. "Атомная энергия", 23, 191, 1967.
2. М.Н.Николаев, В.В.Филиппов. J. Nucl. Energy, v. 18, № 8, p. 471 (1964).
3. С.П.Белов и др. Физика радиационной защиты. Сборник статей, том II, под редакцией Д.Л.Бродера и др. Атомиздат, 1967, стр. 365.

Таблица I

ВЕЛИЧИНЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОСЛАБЛЕНИЯ К ДЛЯ ЖЕЛЕЗА, ИЗМЕРЕННЫЕ НА НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ РЕАКТОРА
В УСЛОВИЯХ ХОРОШЕЙ ГЕОМЕТРИИ

Энергет. интервал в Мэв	Толщина образца в см							
	5	7	10	15	22	31	38	58
I	2	3	4	5	6	7	8	9
0,1 + 0,2	0,29	0,19	0,11	0,051	0,025	0,0135	0,0090	0,0032
0,2 + 0,3	0,33	0,23	0,14	0,070	0,033	0,017	0,012	0,0043
0,3 + 0,4	0,40	0,28	0,17	0,082	0,0435	0,026	0,018	0,0060
0,4 + 0,5	0,235	0,133	0,07	0,0267	0,0120	0,0056	0,0034	0,00084
0,5 + 0,6	0,325	0,222	0,132	0,064	0,027	0,0112	0,0067	0,0018
0,6 + 0,7	0,375	0,266	0,168	0,091	0,046	0,021	0,0130	0,0034
0,7 + 0,8	0,305	0,205	0,116	0,053	0,022	0,0093	0,0055	0,00134
0,8 + 0,9	0,320	0,23	0,140	0,064	0,0256	0,0102	0,0056	0,00131
0,9 + 1,0	0,375	0,268	0,170	0,084	0,035	0,0144	0,0082	0,00176
1,0 + 1,2	0,365	0,254	0,162	0,076	0,031	0,012	0,0056	0,0012
1,2 + 1,4	0,335	0,234	0,132	0,057	0,021	0,0074	0,0032	
1,4 + 1,6	0,305	0,195	0,110	0,043	0,0135	0,0038	0,00156	
1,6 + 1,8	0,294	0,192	0,103	0,039	0,0117	0,0029	0,00078	
1,8 + 2,0	0,29	0,19	0,094	0,0324	0,0087	0,00212	0,00063	
2,0 + 2,2	0,28	0,178	0,086	0,0262	0,0063	0,0012	0,00037	
2,2 + 2,4	0,27	0,159	0,074	0,0213	0,0049	0,00095	0,00024	

- 535 -

I	2	3	4	5	6	7	8	9
2,4 ÷ 2,6	0,25	0,145	0,064	0,0186	0,0034	0,000615	0,00022	
2,6 ÷ 2,8	0,23	0,132	0,057	0,0148	0,0028	0,00041	0,000125	
2,8 ÷ 3,0	0,235	0,125	0,053	0,0142	0,0025	0,00038	0,000135	
3,0 ÷ 3,5	0,222	0,123	0,050	0,0129	0,00224	0,000325	0,000105	
3,5 ÷ 4,0	0,220	0,128	0,051	0,0120	0,00174			
4,0 ÷ 4,5	0,190	0,105	0,040	0,0085	0,0012			
4,5 ÷ 5,0	0,200	0,107	0,041	0,0082	0,00122			
5,0 ÷ 5,5	0,200	0,107	0,041	0,0082	0,00126			
5,5 ÷ 6,0	0,200	0,107	0,042	0,0084	0,00125			
6,0 ÷ 6,5	0,210	0,114	0,044	0,0093	0,00154			
6,5 ÷ 7,0	0,210	0,117	0,045	0,0097	0,00170			
7,0 ÷ 7,5	0,212	0,119	0,046	0,0100	0,00180			
7,5 ÷ 8,0	0,220	0,123	0,047	0,0110	0,00195			
8,0 ÷ 8,5	0,232	0,130	0,055	0,0130	0,00235			
8,5 ÷ 9,0	0,242	0,140	0,059	0,0142	0,00290			

ИСПРАВЛЕНИЯ И ДОПОЛНЕНИЯ

Исправления в статье А.Ф.Дадакиной "Проницаемости потенциальных барьеров для α -частиц из реакций и значения $Q(n, \alpha)$ и (n, ρ) -реакций", напечатанной в "Бюллетене информационного центра по ядерным данным", выпуск 3.

В таблицах 5 - 8 для значений Q реакций в шестой колонке таблиц опущены знаки минус для следующих исходных ядер.

Табл.5. Нечётно-нечётные ядра мишени.

A	исх.ядро		A	исх.ядро	
98	Tc	- 3,81725	172	Tu	- 0,10755
140	La	- 0,25755	182	Ta	- 1,22045

Табл.6. Нечётно-чётные ядра мишени.

23	Na	- 3,59755	147	Pm	- 0,11755
47	Sc	- 1,196585	149	Pm	- 0,88655
91	Y	- 1,86755	151	Pm	- 1,62055
99	Tc	- 0,58755	155	Eu	- 0,86655
105	Rh	-1,08855	161	Tb	- 1,22255
111	Ag	- 1,40355	171	Tu	- 0,70755
125	Sb	- 1,55955	177	Lu	-0,59755
127	Sb	- 2,31255	183	Ta	- 1,42155
129	Tl	- 0,69755	199	Au	- 0,90155
131	Tl	- 1,49715	227	Ac	- 0,52755
137	Cs	- 3,25755	233	Pa	- 0,46255
143	Pz	- 0,65855	249	Bk	- 0,07555

Табл.7. Чётно-нечётные ядра мишени.

A	исх. ядро	Q	A	исх. ядро	Q
39	Az	- 2,65555	147	Nd	- 1,76255
45	Ca	- 3,39605	151	Sm	- 0,40855
63	Ni	- 2,81355	153	Sm	- 1,01750
79	Se	- 1,44835	169	Er	- 1,51655
89	Sz	- 3,13255	175	Yb	- 1,71755
93	Zr	- 2,10755	185	W	- 1,11355
95	Zr	- 3,42065	203	Hg	- 1,31955
99	Mo	- 2,31455	223	Ra	- 0,36755
103	Ru	- 1,57155	229	Th	- 0,28455
107	Pd	- 0,72745	231	Th	- 1,31355
115	Cd	- 2,48655	237	U	- 1,52055
121	Sn	- 2,81755	245	Cm	- 0,11955
133	Xe	- 1,01955	247	Cm	- 0,90755
141	Ce	- 1,64755	251	Cf	- 0,65755
143	Ce	- 2,51255			

Табл.8. Чётно-чётные ядра мишени.

38	Az	- 4,13275	232	U	- 0,56255
90	Sz	- 5,80955	238	Pu	- 0,50755
140	Ba	- 5,31455	240	Pu	- 1,26755
144	Ce	- 5,73800	242	Pu	- 2,11655
146	Sm	- 0,74555	244	Cm	- 0,64655
150	Cd	- 0,22855	246	Cm	- 1,50955
224	Ra	- 2,35555	250	Cf	- 0,97755
228	Th	- 1,33755			

Б У Л Л Е Т Е Н Ъ
ИНФОРМАЦИОННОГО ЦЕНТРА ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ
(выпуск четвертый)

Ответственный за выпуск редактор А.П.Суворов
Переплет художника В.И.Шадинова
Технический редактор Л.И.Малькова
Корректор Н.П.Герасимова

Т04864 от 13.VI.1968 г.

Уч.изд.лист. 33,5

Заказ № 113. Тираж 350 экз. Цена 8 руб. 95 коп.

Отпечатано на ротационной машине Физико-энергетического института