

INDC(CCP) - 68/6

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Центр по ядерным данным

---

731

**В О П Р О С Ы**  
**АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ**

Серия:  
**ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ**

Выпуск 19

POOR QUALITY ORIGINAL

СЕРТИФИКАТ НА КАЧЕСТВО

В ПИШОТВОРСТВО

СЕРТИФИКАТ НА КАЧЕСТВО  
НА ПИШОТВОРСТВО

СЕРТИФИКАТ  
НА КАЧЕСТВО  
НА ПИШОТВОРСТВО

POOR QUALITY ORIGINAL

Редакционная коллегия:

В.А. Курдюков (главный редактор), Л.И. Усачев (зам. гл. научн. редактора), С.Д. Казанцевский, В.Р. Загрядов, Ю.С. Завягин, В.И. Засекина, Н.Р. Зырянов, П.Э. Ивашкин, К.А. Петряк, Э.И. Суходучкин, А.А. Асташи, В.Г. Дуболюбов, В.Н. Малехин, Ю.А. Давыдов, Ю.Н. Роговцев, В.В. Орлов, Л.А. Каряшев (отв. корректор).

СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ  
И РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ ДЕЛЕНИЯ ИЗО-  
ТОПОВ КЮРИЯ

К.Д. Журавлев, Н.И. Крошчин

Аннотация - Abstract

THERMAL NEUTRON FISSION CROSS SECTIONS AND FISSION  
RESONANCE INTEGRALS OF CURIUM ISOTOPES. The thermal neutron  
fission cross sections and fission resonance integrals have  
been measured for  $^{244-246}\text{Cm}$  isotopes by the method of  
cadmium difference on neutron beam of the SM-2 reactor rela-  
tive to  $^{235}\text{U}$ . The values of thermal fission cross sections:  
 $1,0 \pm 0,2$ ;  $2055 \pm 150$ ;  $0,14 \pm 0,05$ ;  $79 \pm 7$ ;  $0,39 \pm 0,07$  barn and  
fission resonance integrals:  $13,4 \pm 1,5$ ;  $802 \pm 80$ ;  $13,3 \pm 1,5$ ;  
 $728 \pm 70$  and  $13,1 \pm 1,5$  barn have been obtained.

СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И РЕЗОНАНСНЫЕ ИН-  
ТЕГРАЛЫ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ КЮРИЯ. Методом кадмиевой разности  
на пучке нейтронов реактора СМ-2 относительно  $^{235}\text{U}$  измерены  
сечения деления тепловыми нейтронами и резонансные интегралы  
деления для изотопов  $^{244-246}\text{Cm}$ . Получены соответственно вели-  
чины сечений деления тепловыми нейтронами  $1,0 \pm 0,2$ ;  $2055 \pm 150$ ;  
 $0,14 \pm 0,05$ ;  $79 \pm 7$ ;  $0,39 \pm 0,7$  барн и резонансных интегралов де-  
ления  $13,4 \pm 1,5$ ;  $802 \pm 80$ ;  $13,3 \pm 1,5$ ;  $728 \pm 70$  и  $13,1 \pm 1,5$  барн.

Сечение взаимодействия нейтронов с ядрами представляет  
значительный интерес как для физики ядра, так и для ряда  
практических задач. Например, для оптимизации накопления тя-  
желых изотопов в реакторах, требуется знание ядерно-физичес-  
ких констант и в особенности парциальных сечений взаимодейст-  
вия нейтронов с ядрами изотопов, находящихся в цепочке накач-  
ления этих ядер. Отсутствие необходимых количеств в высокой

сечения образцов для мишеней  $^{244-248}\text{Cm}$  источников затруднено измерение энергетической зависимости парциальных сечений.

В настоящей работе сообщаются результаты измерений сечений деления тепловыми нейтронами и резонансных интегралов деления для изотопов кюрия. Для измерения сечений деления тепловыми нейтронами и резонансных интегралов деления обычно используется метод кадмиевой разности. При облучении мишени без Cd и мишени экранированной кадмием число делений в мишенях можно записать соответственно в следующем виде [1,2] :

$$f' = N \{ \Phi_{th} \varrho(T) \frac{\sqrt{E}}{2} \sqrt{\frac{4kT}{E}} \sigma_{ef} + \Phi_{epi} I_f \}, \quad (1)$$

$$f'' = N \Phi_{epi} I_f,$$

где  $N$  - число ядер в мишени;  $\Phi_{th}, \Phi_{epi}$  - соответственно поток тепловых и эпитепловых нейтронов;  $\sigma_{ef}$  - сечение деления тепловыми нейтронами;  $I_f$  - резонансный интеграл деления;  $T$  - температура нейтронов,  $\varrho(T)$  - поправка, учитывающая изменение сечения деления в тепловой области от зависимости  $1/v$ .

Измерение сечений деления тепловыми нейтронами и резонансных интегралов деления проводилось относительным методом. Применяя систему уравнений (1) для исследуемой мишени и эталона и учитывая кадмиевую разность для сечения деления тепловыми нейтронами и резонансного интеграла деления получаем окончательные выражения:

$$\frac{f' - f''}{f'_2 - f''_2} = \frac{N_2}{N} \frac{\varrho_2(T)}{\varrho(T)} \cdot I_f = I_{f_2} \frac{f' - f''}{f'_2 - f''_2} \cdot \frac{N_2}{N}, \quad (2)$$

где индекс 2 относится к эталону, а  $f_{sp}$  - число спонтанных делений в мишенях.

При измерениях резонансных интегралов предполагается, что спектр эпитепловых нейтронов следует зависимости  $1/E$ . Спектр эпитепловых нейтронов реактора и его оптимизация изучались в работах

[3,4]. При толщине, имеющейся водной прослойки 40 мм в по- результатам этих работ следует, что спектр эпитермальных нейтронов соответствует зависимости  $1/E$ . Измерения проводились на горизонтальном канале высокотоочного реактора ММ-2. Выводное отношение для  $^{235}\text{U}$  при толщине кадмиза 1 мм составляло 10. Эталоном служила мишень  $^{235}\text{U}$ . Сечение деления тепловыми нейтронами принималось равным  $577,1 \pm 0,5$  барна, а резонансный интеграл деления -  $274 \pm 11$  барна [5].

Для контроля обработки методики проводилось измерение сечений деления тепловыми нейтронами и резонансных интегралов деления для  $^{239}\text{Pu}$ . Полученные в данном эксперименте значения сечения деления тепловыми нейтронами  $710,50$  барна и резонансного интеграла деления  $327 \pm 22$  барна для  $^{239}\text{Pu}$  хорошо согласуются с рекомендательными значениями  $740,6 \pm 3,5$  барна и  $322 \pm 15$  барна [5].

Мишени из  $\text{U}$ ,  $\text{Pu}$ ,  $\text{Cm}$  были нанесены на полимерные подложки диаметром 75 мм и толщиной 0,1 мм. Количество вещества в мишенях не превышало 1 мкг, за исключением  $^{248}\text{Cm}$ , вес которого составлял 10 мкг, диаметр пятна мишеней 10 мм. Число ядер в мишенях  $\text{U}$  и  $\text{Pu}$  определялось двумя методами: по  $\alpha$ -счету и взвешиванием растворов этих веществ известной концентрации, определенной методом кулонометрирования. Разброс в определении числа ядер этими двумя методами составляет 3%. Число ядер в  $\text{Cm}$  мишенях определялось по числу спонтанных делений  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  и  $^{250}\text{Cm}$ .

Значения периодов спонтанного деления для них брались соответственно из работ [6,7,8]. Изотопные составы мишеней приведены в таблицах 1 и 2 [9].

В качестве детекторов осколков деления использовалась двойная камера делений. Мишени из исследуемого изотопа и эталона ( $^{235}\text{U}$ ) складывались вплотную обратными сторонами и устанавливались в камере деления, которая котировалась на пучке нейтронов. Импульсы с обеих половин камеры регистрировались двумя идентичными трактами, составленными из стандартной электронной аппаратуры. Следует отметить, что определение числа ядер  $\text{Cm}$  образцов и измерения сечений проводились по одной и той же аппаратуре.

Для вычисления сечений деления тепловыми нейтронами и резонансных интегралов деления изотопов кюрия решалась система уравнений (2) с учетом изотопного состава, приведенного в таблице 2. Расчеты проводились на машине БЭМ-4.

В работе уделялось внимание различным экспериментальным погрешностям. Фон рассеянных нейтронов в помещении и на конструктивных деталях камеры был ничтожно малым. Депрессия потока нейтронов не была обнаружена. В полученные результаты вносились следующие поправки:

1. На обратное рассеяние  $\lambda$  - частиц при определении числа ядер методом  $\lambda$  - счета  $U$  и  $Pu$ .

2. Температура нейтронов максвелловского спектра реактора определялась по рекомендации работы [4], а величина поправки  $g(T)$ , учитывающей, что сечение деления не следует зависимости  $1/v$  для  $U$  и  $Pu$  бралась из работы [10]. Для изотопов кюрия принималось  $g(T) = 1$ , предлагая, что сечения для них подчиняются зависимости  $1/v$ .

Окончательная погрешность измерений определяется погрешностями определения числа ядер и статистической погрешностью измерения разности числа делений тепловыми и резонансными нейтронами для  $BaF$  и разности числа делений резонансными нейтронами и числа спонтанных делений для  $I_f$ . Хорошее согласие полученных сечений для  $^{239}Pu$  с рекомендованными свидетельствует о надежности выполненных измерений.

Результаты измерений представлены в таблице 3 в которой для сравнения приводятся данные работ [11] и [12].

Авторы благодарят Ю.С.Замитина, В.Н.Нефедова за содействие в работе, В.Н.Полынова за предоставление образцов кюрия.

Таблица 1

Изотопный состав мишеней  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ 

U - мишень, %		Pu - мишень, %	
$^{234}\text{U}$	$1,19 \pm 0,03$	$^{239}\text{Pu}$	$99,891 \pm 0,005$
$^{235}\text{U}$	$89,11 \pm 0,18$	$^{240}\text{Pu}$	$0,109 \pm 0,005$
$^{236}\text{U}$	$0,61 \pm 0,05$		
$^{238}\text{U}$	$9,09 \pm 0,16$		

Таблица 2

Изотопный состав мишеней  $^{244-248}\text{Cm}$ 

Ядро-мишень	Относительное содержание изотопов Cm				
	$^{244}\text{Cm}$	$^{245}\text{Cm}$	$^{246}\text{Cm}$	$^{247}\text{Cm}$	$^{248}\text{Cm}$
$^{244}\text{Cm}$	1,000	$<2 \cdot 10^{-4}$	$(6,23 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$<3 \cdot 10^{-4}$
$^{245}\text{Cm}$	$1,167 \pm 0,009$	1,000	$0,3060 \pm 0,0026$	$(1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	$\sim 1 \cdot 10^{-3}$
$^{246}\text{Cm}$	$(3,90 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$	$(2,44 \pm 0,53) \cdot 10^{-4}$	1,000	$(2,04 \pm 0,53) \cdot 10^{-4}$	$<5,6 \cdot 10^{-3}$
$^{247}\text{Cm}$	$(6,98 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$	$(1,09 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$	$0,2384 \pm 0,0015$	1,000	$\leq 2,2 \cdot 10^{-2}$
$^{248}\text{Cm}$	$(5,93 \pm 0,10) \cdot 10^{-2}$	$(2,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$	$(2,127 \pm 0,024) \cdot 10^{-2}$	$(3,84 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$	1,000

Таблица 5

Изотоп	постоянная работа		Данные работы [11]		Данные работы [12]	
	$\sigma_{\text{эф}}, \text{барн}$	$I_{\text{ф}}, \text{барн}$	$\sigma_{\text{эф}}, \text{барн}$	$I_{\text{ф}}, \text{барн}$	$\sigma_{\text{эф}}, \text{барн}$	$I_{\text{ф}}, \text{барн}$
$^{244}\text{Cm}$	$1,0 \pm 0,2$	$13,4 \pm 1,0$	$12,5 \pm 2,5$	$1,1 \pm 0,5$	$1,1 \pm 0,5$	$18,0 \pm 1,0$
$^{245}\text{Cm}$	$2055 \pm 150$	$802 \pm 80$	$2050 \pm 200$	$750 \pm 150$	$2018 \pm 37$	$772 \pm 40$
$^{246}\text{Cm}$	$0,14 \pm 0,05$	$13,3 \pm 1,5$	-	-	$0,17 \pm 0,10$	$10,0 \pm 0,4$
$^{247}\text{Cm}$	$79 \pm 7$	$728 \pm 70$	$100 \pm 50$	$935 \pm 190$	$82 \pm 5$	$778 \pm 50$
$^{248}\text{Cm}$	$0,39 \pm 0,07$	$13,1 \pm 1,5$	-	-	$0,34 \pm 0,07$	$13,2 \pm 0,8$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бекуц К., Виртц К. "Нейтронная физика", М., Атомиздат, 1966, с.273-294.
2. Бак М.А. и др. "Атомная энергия", 1970, вып.4, т.28, с.359.
3. Циканов В.А. и др. "Атомная энергия", 1967, вып.5, т.22, с.411.
4. Беланова Т.С. и др. Препринт НИИАР, П-156, Мелекес, 1972.
5. Neutron cross-sections BNL-325. Second Edition. Suppl. No.2, V.3, Z=88 to 98, 1965.
6. Barton D.M., Koontz P.G. J. Inorg.Nucl.Chem. 1970, v.32, 769.
7. Matta D.N. et al. J.Inorg. Nucl.Chem.1969, v.31, 1245.
8. MacMurdo K.W. et al. J. Inorg. Nucl. Chem. 1971, v.33, 1241.
9. Фомушкин Э.Ф. и др. "Ядерная физика", 1973, вып.1, т.17, с.24.
10. Эгельстафф П.Э. В кн.: Справочник по ядерной физике. Перевод с английского под редакцией Аримовича П.А. М., ГИИМЛ, 1963, с.268.
11. Thompson M.C. et al. J. Inorg. Nucl.Chem. 1971, v.34, 1553.
12. Benjamin R.W. et al. Nucl.Sci.Engng. 1972, v.47, 204.

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ  
РЕАКЦИИ  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$

Е. А. Серегина, П. П. Дьяченко

Abstract - Аннотация

THE EVALUATION OF ENERGY DEPENDENCE OF THE CROSS SECTION OF  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  REACTION. The evaluation of the available experimental cross sections of the  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  reaction are made with purpose of obtaining recommended values.

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ . В работе проводится оценка существующих экспериментальных данных по сечению реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  с целью получения их рекомендованных значений.

Сечение реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  -  $\sigma_{n, \alpha}(E_n)$  в нейтронной физике часто используется в качестве опорной величины. В диапазоне энергий нейтронов  $E_n$  от 0,025 эв до 100 кэв  $\sigma_{n, \alpha}(E_n)$  известно с точностью  $\pm 3\%$ . В области энергий 500 кэв  $< E_n < 1,7$  Мэв точность  $\sigma_{n, \alpha}(E_n)$  составляет около 15%. Что касается диапазона энергий 100 кэв  $< E_n < 500$  кэв, то здесь из-за наличия сильного резонанса в районе  $E_n = 250$  кэв существуют значительные неопределенности. В оценке [1] для этой области энергий были рекомендованы значения  $\sigma_{n, \alpha}(E_n)$ , полученные из условия наилучшего описания полного сечения, сечения упругого рассеяния нейтронов и сечения реакции  $(n, \alpha)$ . В последнее время появились новые данные по сечению реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  [2-4]. Особенно подробно исследовался ход  $\sigma_{n, \alpha}(E_n)$  в области энергий 100 кэв  $< E_n < 500$  кэв. Как отмечалось на II-м совещании экспертов по нейтронным данным ( IAEA, Vienna, November 20-24, 1972 ) результаты работ, выполненных группами в Ратчелл , Сидатисе и Алдонле в диапазоне энергий 100 кэв  $< E_n < 400$  кэв согласуются между собой в пределах  $\pm 1\%$ , если принять систематический сдвиг по энергии (около 5 кэв) результатов работ [3] и ренормализовать величину

ны сечений, полученные в работе [4], выше на 5%.

В данной работе сравниваются между собой результаты параметризации экспериментальных данных [2-4] для диапазона энергий  $2 \text{ кэВ} < E_n < 1500 \text{ эВ}$  по методу наименьших квадратов с использованием ряда различных приближений. При этом результаты разных авторов принимаются равноточными и приводимые ими ошибки не учитываются. В качестве первого приближения использовалось выражение, включающее в себя резонансный член и зависимость  $1/\nu$  (1).

$$\sigma_{n,\alpha}(E_n) = \frac{A\sqrt{E}}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} + \frac{B}{\sqrt{E}} - \Delta\sigma \quad (1)$$

Здесь  $A$ ,  $B$  и  $\Delta\sigma$  — константы,  $E_0$  — энергия резонанса,  $\Gamma$  — ширина резонанса.  $A, B, E_0$  и  $\Delta\sigma$  — подгоняемые параметры. В результате обработки для них были получены следующие значения:  $A=0,0141$ ;  $B=0,1350$ ;  $E_0=0,2410$ ;  $\Gamma=0,1050$  и  $\Delta\sigma=0,0260$ . При этом величина  $\chi^2$  в точке, усредненная по области  $2 < E_n < 1500 \text{ кэВ}$ , составила 3,5, а среднеквадратичное отклонение  $\delta_0$ , вычисляемое как

$$\delta = \sqrt{\frac{(\sigma_{расч.} - \sigma_{эксп.})^2}{\sigma_{эксп.}^2}} \cdot 100\%$$

и усредненному по тому же диапазону энергий, составило 7,5%. Результаты расчета вместе с экспериментальными данными работ [2-4] показаны на рисунке. В диапазоне энергий  $2 \text{ кэВ} < E_n < 500 \text{ кэВ}$  выражение (1) неплохо описывает экспериментальные данные. Для  $E_n > 500 \text{ кэВ}$  описание значительно хуже. Несколько улучшает согласие расчета с экспериментом введение в (1) второго резонанса (2).

$$\frac{A_1\sqrt{E}}{(E-E_0^1)^2 + (\Gamma_1/2)^2} + \frac{A_2}{(E-E_0^2)^2 + (\Gamma_2/2)^2} + \frac{B}{\sqrt{E}} - \Delta\sigma \quad (2)$$

При этом в этом случае принимаются следующие значения:

$$A_1^0 = 0,0091; \quad E_1^0 = 0,2500; \quad \Gamma_1 = 0,0950; \quad A_2^0 = 0,0022;$$

$$E_2^0 = 0,2190; \quad \Gamma_2 = 0,0670; \quad B = 0,1430; \quad \Delta B' = 0,0260.$$

величина  $\delta^2$  становится равной 3,0, а  $\delta_0 = 6,9\%$ . Область же  $E_n > 500$  кэВ по-прежнему описывается плохо.

В качестве третьего приближения использовалось выражение, выведенное из работы [5], полученное на основе  $S$ -матричной теории. Сечение  $\sigma_{n,\nu}(E_n)$  представлялось в следующем виде:

$$\sigma_{n,\nu}(E_n) = \sum_{j=1}^3 \frac{A_j}{E + E_j} + \sum_{j=1}^3 \frac{A_j^*}{E + E_j^*} + \Delta B \quad (3)$$

$$\text{Здесь } A_j = A_j^0 + iB_j, \quad A_j^* = A_j^0 - iB_j$$

$$\text{и } E_j = E_j^0 + i\Gamma_j, \quad E_j^* = E_j^0 - i\Gamma_j$$

В результате подгонки были получены следующие значения параметров:

$$\begin{array}{lll} \nu = 3; & \Delta B = 0,2480; & \\ A_1^0 = 0,0141; & A_2^0 = -0,0613; & A_3^0 = 0,1475; \\ B_1 = 0,6971; & B_2 = 0,0127; & B_3 = 0; \\ \Gamma_1^0 = 0,2430; & E_2^0 = 0,0865; & E_3^0 = -0,0865; \\ \Gamma_1 = 0,1013; & \Gamma_2 = 0,1735; & \Gamma_3 = 0 \end{array}$$

При этом величина  $\delta_0$  существенно уменьшилась и оказалась равной 4,9%. Кроме того, как видно из рисунка, значительно улучшилось описание области энергий  $E_n > 500$  кэВ.

Таким образом из рассмотренных выше трех приближений в качестве рекомендуемого следует принять выражение (3). С помощью  $\delta$  величин сечений, получаемых с помощью этого выра-

жения, в зависимости от  $E_n$  приведены в таблице. Значения  $\delta$  вычислялись как средноквадратичные отклонения экспериментальных величин от расчетных и усреднялись по конечному диапазону  $E_n$ .

В заключение авторы считают своим долгом выразить признательность В.И.Виноградову за помощь в проведении расчетов, а также Б.Д.Кузьминову и Н.С.Работнову за обсуждение результатов.

Таблица

Диапазон усреднения по энергии, кэВ	О ш и б к а $\delta$ , %
2 - 20	1,6
20 - 40	1,6
40 - 60	2,3
60 - 80	1,2
80 - 100	1,2
100 - 120	2,5
120 - 140	2,7
140 - 160	3,3
160 - 180	3,2
180 - 200	3,1
200 - 220	2,5
220 - 240	1,5
240 - 260	2,2
260 - 280	4,9
280 - 300	2,9
300 - 320	2,8
320 - 340	2,3
340 - 360	3,1
360 - 380	4,0
380 - 400	8,4
400 - 420	7,0
420 - 440	4,7
440 - 460	10,7
460 - 480	5,8
480 - 500	11,7

Продолжение таблицы

Диапазон уореднения по энергии, кэВ	Ошибака $\delta$ , %
500 - 520	10,6
520 - 540	13,4
540 - 560	9,7
560 - 580	1,3
580 - 600	8,1
600 - 620	7,3
620 - 640	7,3
640 - 660	7,3
660 - 680	1,0
680 - 720	2,1
720 - 760	2,2
760 - 800	7,5
800 - 860	7,5
860 - 940	7,8
940 - 980	1,0
980 - 1060	14,2
1060 - 1200	10,7
1200 - 1380	15,0
1380 - 1500	10,4

ЛИТЕРАТУРА

1. Uttley G.A. et al. Proc. of a Conf. on Neutr. Stand. and Flux Normalization. ANL, Oct., 21-23, 1970.
2. Coates M.S. et al. Proc. of a Sec. IAEA Panel on Neutr. Stand. Ref. Data, Nov. 20-24, 1972.
3. Fort E., Marquette J.P. Cadarache Report DPRMA/CECFF/SEMND, 72101, 1972.
4. Goenitz W.P., Meadows J.W. Proc. of a Sec. IAEA Panel on Neutr. Stand. Ref. Data. Vienna, Nov. 20-24, 1972.
5. Виноградов В.И., Гай Е.В., Работнов Н.С. Препринт ФЭИ-484, 1974.

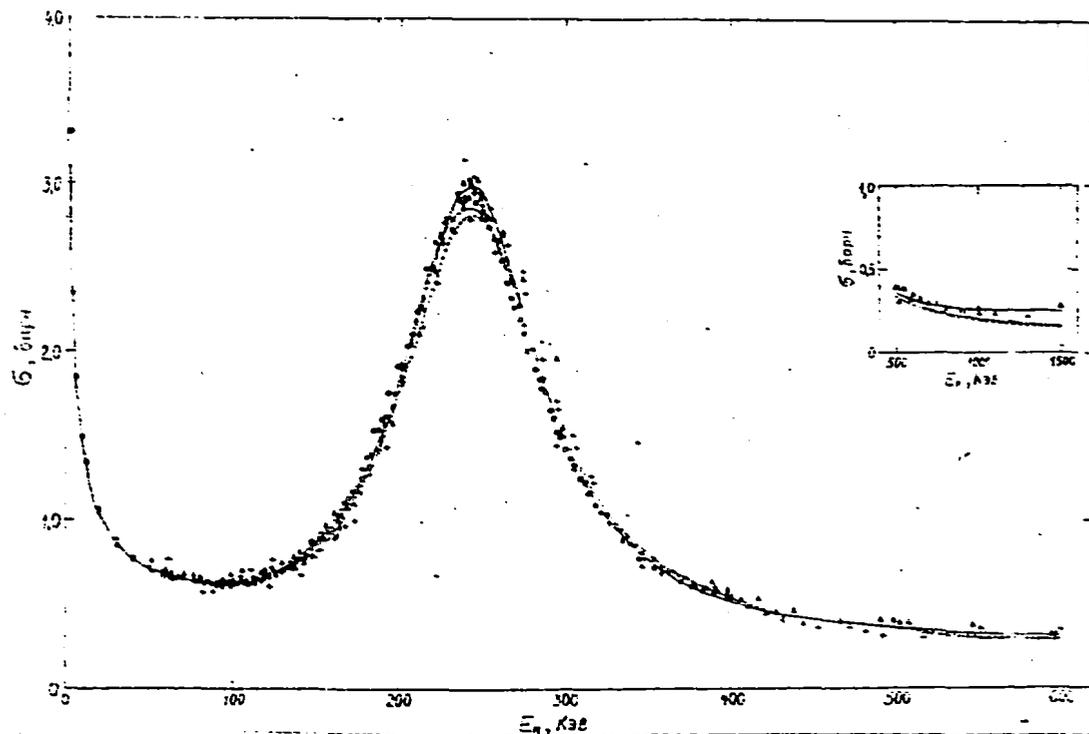


Рис. Энергетическая зависимость сечения реакции  ${}^7\text{Li}(p, \alpha)\text{T}$ .  
○, +, ▲ - экспериментальные данные работ [2], [3] и [4] соответственно.  
- - - - - , ————— - результаты параметризации с помощью выражений (1),  
(2) и (3), соответственно. В тех областях  $E_p$ , где видна только сплошная кривая,  
кривые - - - - - и ————— совпадают в пределах точности рисунка.

## СРЕДНИЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьминов

Abstract - Аннотация

AVERAGE KINETIC ENERGIES OF FRAGMENTS FISSION NUCLEI.  
Analysis of experimental data on the mean kinetic energies of fragments at fixed nucleonic structure and excitation energy of the fissible nuclei was carried out. Numerical data were brought to the single standard.

СРЕДНИЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР.  
Проведен анализ экспериментальных данных по средним кинетическим энергиям осколков при фиксированном нуклонном составе и энергии возбуждения делящихся ядер.

Цифровые данные приведены к единому стандарту.

К настоящему времени накопился обширный экспериментальный материал по кинетическим энергиям осколков деления ядер. Однако разнообразие методов измерений и применяемых эталонов для калибровки энергетической шкалы вызывает затруднения при сравнении результатов, полученных разными авторами. При энергии возбуждения компаунд-ядер, превышающей порог реакции деления с предварительным испусканием нейтрона, как энергия возбуждения так и нуклонный состав делящихся ядер неоднозначны. В таких случаях не всегда возможно определение кинетической энергии, соответствующей определенному делящемуся ядру и фиксированной энергии возбуждения.

В настоящей работе выполнен анализ существующих экспериментальных данных по средним кинетическим энергиям осколков при фиксированном кулоновом составе и энергии возбуждения деления ядер; выбраны опорные величины и оценена их погрешность. Весь цифровой материал по кинетическим энергиям осколков деления приведен к единому стандарту.

Большая часть результатов по кинетическим энергиям осколков получена в измерениях с использованием для калибровки энергетической шкалы осколков либо спонтанного деления калифорния-252 либо деления урана-235 тепловыми нейтронами. Учитывая удобства работы с калифорниевыми измерениями, а также тот факт, что нейтроны спонтанного деления калифорния-252 служат для стандартизации измерений  $\bar{v}$  и спектров нейтронов деления, мы выбрали кинетическую энергию осколков при спонтанном делении калифорния-252 для стандартизации измерений о средних кинетических энергиях осколков деления различных ядер. В качестве дополнительного стандарта принята средняя кинетическая энергия осколков при делении урана-235 тепловыми нейтронами.

В таблице I сравниваются результаты измерения средних кинетических энергий при спонтанном делении калифорния-252, полученные разными авторами. Все результаты за исключением [1] хорошо согласуются в пределах указанных ошибок измерений. Наиболее вероятной причиной занижения значения  $E_k$  в работе [1] является рассеяние осколков на стенках пролетной трубы. Те же авторы в работе [2] привели другое значение кинетической энергии осколков при спонтанном делении калифорния-252. В связи с этим мы исключили из рассмотрения результаты работы [1].

Приведенные в таблице I значения средних кинетических энергий осколков получены двумя методами: 1) измерением времени пролета осколков и 2) измерением ионизации, создаваемой осколками в полупроводниковых детекторах. Оба метода дают совпадающие в пределах указанных ошибок результаты измерений. Однако привлекает внимание тот факт, что результаты, полученные первым способом, систематически дают меньшие значения кинетической энергии осколков деления. Следует отметить, что статис-

величина ошибки измерений во всех приведенных работах весьма мала:  $\Delta = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$ , где  $\sigma$  - дисперсия распределения осколков по кинетическим энергиям, а  $N$  - суммарное число зарегистрированных событий. При  $N \approx 10^4$   $\Delta \approx 0,10$  Мэв, т.е. указанная авторами ошибка составляет оцениваемую систематическую ошибку метода измерений.

В таблице 2 приведены значения кинетической энергии осколков, полученные усреднением результатов разных авторов.

В качестве эталона мы принимаем среднее взвешенное значение (186,3 $\pm$ 1,0) Мэв, поскольку соотношение приведенных авторами ошибок методов измерений (2,0 Мэв - для времени пролета и 1,0 Мэв - для полупроводниковых детекторов) на наш взгляд достаточно обосновано.

В таблице 3 приведены средние кинетические энергии осколков при делении урана-235 тепловыми нейтронами, полученные разными методами измерений. Результаты калориметрических измерений 8,9 не обладают достаточно высокой точностью вследствие необходимости внесения различных поправок на ионизацию, сопровождающее процесс деления ядер. В связи с этим мы исключили их из рассмотрения.

Нами также не принята во внимание старая работа [7], в которой применялся метод времени пролета. В работе [1] результаты занижены вследствие рассеяния осколков на стенках пролетной трубы. Однако, принимая во внимание, что средняя кинетическая энергия осколков при спонтанном делении калифорния-252, измеренная в работе [1] на 3,6 Мэв ниже величины, принятой за стандарт, можно внести поправку в результаты, полученные в работе [1] для других делящихся ядер. Таким образом имеются три результата измерений средней кинетической энергии осколков при делении урана-235 тепловыми нейтронами, которые можно сравнить между собой: (171,9 $\pm$ 1,7) Мэв - исправленное значение работы [1]; (171,9 $\pm$ 1,4) Мэв [4] и (172,7 $\pm$ 1,0) Мэв [6]. Эти результаты хорошо совпадают между собой. Для выработки рекомендованного значения  $\bar{E}_x$  удобно воспользоваться разницей кинетических

энергий осколков при спонтанном делении калифорния-252 и делении урана-235 тепловыми нейтронами с тем, чтобы получить величину  $\bar{E}_K$  относительно выбранного стандарта для калифорния-252. В таблице 4 приведены значения разницы  $\Delta E_K = \bar{E}_K(^{252}\text{Cf}) - \bar{E}_K(^{235}\text{U} + \text{н.т.})$ , полученные разными методами.

Среднее значение разницы составляет  $\Delta E_K = (14,1 \pm 0,4)$  Мэв. Отсюда получаем  $\bar{E}_K = (172,2 \pm 0,4)$  Мэв - средняя кинетическая энергия осколков при делении урана-235 тепловыми нейтронами. Указана относительная ошибка измерений. Абсолютная ошибка составляет  $\pm 1,4$  Мэв.

В таблице 5 приведены средние кинетические энергии при спонтанном делении тяжелых ядер. Как правило, для каждого изученного ядра имеются данные лишь одного или двух авторов. В этих случаях усреднение не целесообразно, поэтому в таблице даны только результаты авторов, исправленные на различие применявшихся стандартов.

В таблице 6 приведены средние кинетические энергии осколков при делении ядер тепловыми нейтронами. В тех случаях, когда информация о значениях  $\bar{E}_K$  состоит из результатов нескольких независимых работ, в таблице приводятся рекомендованные значения  $\bar{E}_K$ . При делении ядер урана-233, плутония-239 и плутония-241 тепловыми нейтронами рекомендованные значения средней кинетической энергии осколков составляют  $(171,5 \pm 0,3)$  Мэв;  $(178,6 \pm 0,9)$  Мэв и  $(179,0 \pm 0,6)$  Мэв, соответственно.

В следующих таблицах приведены результаты измерений средних кинетических энергий осколков при делении ядер быстрыми нейтронами.

Таблица 1

Экспериментальные значения средней кинетической энергии осколков при спонтанном делении калифорния-252

№ п/п	$\bar{E}_k$ , Мэв	Метод измерения	Литература год	Примечание
1.	187,7±1,7	Время пролета	[1], 1962	Большое рассеяние осколков на стенках пролетной трубки
2.	185,4±2,0	Время пролета	[2], 1963	
3.	185,7±1,8	Время пролета	[3], 1963	
4.	186,5±1,0	Полупроводниковые детекторы	[4], 1966	Калибровка по тяжелым ионам с учетом масс
5.	184,9±2,0	Время пролета	[5], 1971	
6.	186,7±1,0	Полупроводниковые детекторы	[6], 1974	Калибровка по тяжелым ионам с учетом масс и заряда

Таблица 2

Усредненные значения кинетической энергии осколков при спонтанном делении калифорния-252

№ п/п	Метод измерения	$\bar{E}_k$ , Мэв
1.	Усреднение по результатам, полученным методом времени пролета [2,3,5]	185,3±2,0
2.	Усреднение по результатам, полученным с использованием полупроводниковых детекторов [4,6]	186,6±1,0
3.	Среднее арифметическое по двум методам измерений	186,0±1,0
4.	Усреднение с весом по двум методам измерений	186,3±1,0
Рекомендованное значение (186,3±1,0) Мэв		

Таблица 3

Экспериментальные значения средней кинетической энергии осколков при делении урана-235 тепловыми нейтронами

№ п/п	$\bar{E}_k$ , Мэв	Метод измерения	Литература, год	Примечание
1.	$165 \pm 2$	Время пролета	[7], 1957	
2.	$167 \pm 1,6$	Калориметр	[8], 1957	
3.	$174 \pm 4$	Калориметр	[9], 1960	
4.	$168,3 \pm 1,7$	Время пролета	[1], 1962	
5.	$171,9 \pm 1,4$	Полупроводниковые детекторы	[4], 1966	Калибровка по тяжелым ионам
6.	$172,7 \pm 1,0$	Полупроводниковые детекторы	[6], 1974	Калибровка по тяжелым ионам с учетом за- ряда

Таблица 4

Измеренная разница средних кинетических энергий осколков при спонтанном делении калифорния-252 и делении урана-235 тепловыми нейтронами

№ п/п	$\Delta \bar{E}_k$ , Мэв	Метод измерения	Литература, год
1.	13,8	Время пролета	[1], 1962
2.	14,6	Полупроводниковые детекторы	[4], 1966
3.	14,0	Полупроводниковые детекторы	[6], 1974
	$14,0 \pm 0,4$	Среднее значение	

Рекомендованное значение средней кинетической энергии осколков при делении урана-235 тепловыми нейтронами  $\bar{E}_k = 172,2 \pm 0,4$  Мэв.

Таблица 5

Средние кинетические энергии осколков при спонтанном делении ядер

Исследуемое ядро	Метод измерения	Принятый стандарт	$E_k$ , Мэв	Приведено к единому стандарту	Литература, год
U-235	Ионизационная камера	Деление урана-235 тепловыми нейтронами	$-3,5 \pm 1^{*1)}$	$168,7 \pm 1,4$	[10], 1950
	" "	" "	$-4,0 \pm 0,7^{*2)}$	$168,2 \pm 1,1$	[11], 1958
Pu-239	Ионизационная камера	Деление плутония-239 тепловыми нейтронами	$-1,5 \pm 0,5^{*3)}$	$177,1 \pm 1,4$	[12], 1958
	Полупроводниковые детекторы	" "	$+3,7 \pm 2,1^{*4)}$	$182,3 \pm 2,5$	[13], 1971
	" "	" "	$-1,1 \pm 0,2^{*5)}$	$178,5 \pm 1,1$	[14], 1974
Pu-241	Ионизационная камера	Деление плутония-241 тепловыми нейтронами	$0^{*6)}$	$179,0$	[16], 1958
	Полупроводниковые детекторы	" "	$+2,6 \pm 0,2^{*7)}$	$181,6 \pm 0,2$	[15], 1973
	Время пролета		$183,7 \pm 2$	$185,1 \pm 2$	[5], 1971
U-238	Полупроводниковые детекторы	Деление урана-238 тепловыми нейтронами $E_k = 171,9$ Мэв	$188,6 \pm 1,6$	$188,9 \pm 1,6$	[18], 1970

\*1) Энергия средних кинетических энергий осколков для стандартного исследуемого изотопа.

Продолжение таблицы 6

Деление ядра	Метод измерения	Принятый стандарт	$\bar{E}_k$ , Мэв	Приведено к единому стандарту	Литература
246 <sub>Cm</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252. $\bar{E}_k=186,0$ Мэв	184,2±2,7	184,5±2,7	[19], 1974
	" "	" "	183,9±0,5	184,2±0,5	[30], 1974
248 <sub>Cm</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252. $\bar{E}_k=186,0$ Мэв	182,2±0,9	182,5±0,9	[38]
	" "	Калифорний-252. $\bar{E}_k=183,0$ Мэв	179±2	182,3±2	[19]
250 <sub>Cm</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252. $\bar{E}_k=187,0$ Мэв	179,8±2,7	179,1±2,7	[21], 1973
246 <sub>Cf</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252. $\bar{E}_k=184,5$ Мэв после испускания нейтронов	195,6±2,0 (после)	196,6±2,0	[22], 1963
	" "	Калифорний-252. $\bar{E}_k=183,0$ Мэв	186±3,0	189,3±3,0	[20], 1963
248 <sub>Cf</sub>	" "	Калифорний-252. $\bar{E}_k=187,0$ Мэв	184,3±2,7	183,6±2,7	[21], 1973
	" "	Калифорний-252. $\bar{E}_k=186,0$ Мэв	187,0±0,5	187,3±0,5	[36], 1974
250 <sub>Cf</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252. $\bar{E}_k=186,0$ Мэв	184,3±2,7	183,6±2,7	[21], 1973
	" "	Калифорний-252. $\bar{E}_k=187,0$ Мэв			
252 <sub>Cf</sub>	Стандарт			186,3±1,0	
254 <sub>Cf</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252. $\bar{E}_k=186$ Мэв	186,9±0,5	187,3±0,5	[33], 1974
	" "	Калифорний-252. $\bar{E}_k=187$ Мэв	185,0±2,7	184,3±2,7	[21], 1973
	" "	Калифорний-252. $\bar{E}_k=183,0$ Мэв	185,0±2,0	188,3±2,0	[20], 1963

Продолжение таблицы 5

Делящаяся ядро	Метод измерения	Принятый стандарт	$\bar{E}_K$ , Мэв	Приведено к одному стандарту	Литература, год
254 <sub>U</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252	186,1 $\pm$ 2,8	187,9 $\pm$ 2,8	[22], 1963
		$\bar{E}_K=134,5$ Мэв пуская (После испускающая нейтронов)	(После испускающая нейтронов)		
	"	Калифорний-252	185,0 $\pm$ 2,7	184,3 $\pm$ 2,7	[21], 1973
		$\bar{E}_K=187,0$ Мэв			
253 <sub>U</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252	189,0 $\pm$ 3,0	191,3 $\pm$ 3,0	[20], 1963
		$\bar{E}_K=183,0$ Мэв			
254 <sub>Pu</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252	189 $\pm$ 2	192,3 $\pm$ 2	[20], 1963
		$\bar{E}_K=187,0$ Мэв			
256 <sub>Pu</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252	197,9 $\pm$ 0,5	198,2 $\pm$ 0,5	[38], 1974
		$\bar{E}_K=186,0$ Мэв			

Таблица 6

Средние кинетические энергии осколков при делении ядер тепловыми нейтронами

Ядро-мишень	Метод измерения	Принятый стандарт	$\bar{E}_K$ , Мэв	Приведено к одному стандарту	Литература, год
239 <sub>Pu</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252	163,6 $\pm$ 0,5	163,9 $\pm$ 0,5	[38], 1974
		$\bar{E}_K=186,0$ Мэв			
233 <sub>U</sub>	Время пролета	Абсолютные измерения	167,6 $\pm$ 1,7	171,2 $\pm$ 1,7	[1], 1962
	Ионизационная камера	Угана-235 тепловыми нейтронами	$\bar{E}_K=172,2$ Мэв при делении угана-235 тепловыми нейтронами	171,7 $\pm$ 0,3	171,7 $\pm$ 0,7

Ядро-миллонь	Метод измерения	Принятый стандарт	$\bar{E}_K$ , Мэв	Приведено к одному стандарту	Литература, год
233 U	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252 $\bar{E}_K=186,5$ Мэв	172,0±0,5	171,8±0,5	[23], 1968
	Полупроводниковые детекторы	Уран-235 + тепловые нейтроны $\bar{E}_K=171,9$ Мэв	171,2±0,8	171,5±1,2	[23], 1967
	Полупроводниковые детекторы	Уран-235 + тепловые нейтроны $\bar{E}_K=172,2$ Мэв	171,5±0,2	171,5±0,6	[21], 1971
	Рекомендованное значение			171,5±0,3	
235 U	Рекомендованное значение			172,2±0,4	
	Время пролета	Абсолютные измерения	175,0±1,7	178,6±1,7	[1], 1962
23 Pu	Полупроводниковые детекторы	Уран-235 + тепловые нейтроны $\bar{E}_K=171,9$ Мэв	179,3±1,0	179,6±1,4	[23], 1967
	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252 $\bar{E}_K=186,5$ Мэв	177,7±0,8	177,5±0,8	[25], 1966
239 Pu	Полупроводниковые детекторы	Уран-235 + тепловые нейтроны $\bar{E}_K=172,2$ Мэв	178,8±0,5	178,8±0,9	[24], 1974
	Рекомендованное значение			178,6±0,9	
241 Pu	Полупроводниковые детекторы	$\alpha$ - частицы	169,5±2	173,5±2	[27], 1966
	"-"	Плутоний-239 + тепловые нейтр. $\bar{E}_K=175,0$ Мэв	170,4±2,5	174,0±2,5	[26], 1968

Продолжение таблицы 6

Идентификация	Метод измерения	Принятый стандарт	$E_k$ , Мэв	Приведено к единому стандарту	Литература, год
241 <sub>Pu</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252 $E_k = 186,5$ Мэв	$179,6 \pm 0,8$	$179,4 \pm 0,8$	[25], 1966
	Полупроводниковые детекторы	Уран-235 + тепловые нейтроны $E_k = 172,2$ Мэв	$178,7 \pm 0,5$	$178,7 \pm 0,9$	[24], 1974
Рекомендованное значение				$179,0 \pm 0,6$	
241 <sub>Am</sub>	Полупроводниковые детекторы	Уран-235 + тепловые нейтроны $E_k = 168,3$ Мэв	$178,4 \pm 2,7$	$182,0 \pm 2,7$	[26], 1968
245 <sub>Cm</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252 $E_k = 186,0$ Мэв	$184,2 \pm 0,5$	$184,5 \pm 0,5$	[38], 1974
249 <sub>Cf</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252 $E_k = 166,0$ Мэв	$189,1 \pm 0,5$	$189,4 \pm 0,5$	[39], 1974
251 <sub>Cf</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252 $E_k = 183,9$ Мэв (после испускания нейтронов)	$182,1 \pm 2,7$ (после испускания нейтронов)	$185,0 \pm 2,7$	[28], 1974
254 <sub>Ba</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252 $E_k = 186,0$ Мэв	$194,3 \pm 0,5$	$194,6 \pm 0,5$	[33], 1974
255 <sub>Fm</sub>	Полупроводниковые детекторы	Калифорний-252 $E_k = 183,9$ Мэв (после испускания нейтронов)	$192,5 \pm 2,9$ (после испускания нейтронов)	$195,7 \pm 2,9$	[28], 1974

Таблица 7

Средние кинетические энергии осколков при делении тория-232 нейтронами

Метод измерения	$E_n$ (Мэв)	$\bar{E}_k$ (Мэв)	Приведено к единому стандарту	Литература, год
Полупроводниковые детекторы.	1,38	$161,36 \pm 0,22$	$161,36 \pm 0,22$	[35] *) 1973
	1,51	$161,30 \pm 0,18$	$161,30 \pm 0,18$	
Принятый стандарт	1,65	$162,83 \pm 0,16$	$162,83 \pm 0,16$	
$E_n = 172,2$ Мэв при делении урана-235 тепловыми нейтронами.	1,90	$162,61 \pm 0,16$	$162,61 \pm 0,16$	
	2,37	$163,40 \pm 0,16$	$163,40 \pm 0,16$	
	2,87	$163,12 \pm 0,22$	$163,12 \pm 0,22$	
	3,30	$163,10 \pm 0,18$	$163,10 \pm 0,18$	
	5,60	$163,57 \pm 0,18$	$163,57 \pm 0,18$	
Полупроводниковые детекторы. Стандарт $E_k = 186,5$ Мэв при спонтанном делении калифорния-252.	1,9	$169,03 \pm 0,05$	$168,83 \pm 0,05$	[36] *) 1971
	2,97	$169,73 \pm 0,05$	$169,53 \pm 0,05$	
	4,07	$170,20 \pm 0,10$	$170,0 \pm 0,10$	
	4,81	$170,42 \pm 0,04$	$170,22 \pm 0,04$	

\*) В работах [35] и [36] указана ошибка измерений средней кинетической энергии осколков относительно  $\bar{E}_k = 162,6$  Мэв при делении тория-232 нейтронами с энергией 2,9 Мэв и  $\bar{E}_k = 170,2$  при делении тория-232 нейтронами с энергией 4,07 Мэв, соответственно.

Таблица 8

Средняя кинетическая энергия осколков при делении протактиния-231 нейтронами

Метод измерений	$E_n$ (Мэв)	$\bar{E}_k$ (Мэв)	Приведено к единому стандарту	Литература, год
Полупроводниковые детекторы. Стандарт $\bar{E}_k = 171,9$ Мэв при делении урана-235 тепловыми нейтронами.	Котельные нейтроны.	$166,8 \pm 2$	$167,1 \pm 2$	[23], 1967

Таблица 9

Средние кинетические энергии осколков при делении урана-233 нейтронами

Сред. энергия	$E_n$ (Мэв)	$\bar{E}_k$ (Мэв)	Приведено к единому стандарту	Литература, год
Теплопроводниковые детекторы. Стандарт - $E_n = 172,0$ при делении урана-233 тепловыми нейтронами.	тепл.	172,0	171,5	[35] 1974
	0,07	$172,02 \pm 0,1$	$171,52 \pm 0,1$	
	0,22	$172,25 \pm 0,1$	$171,75 \pm 0,1$	
	0,24	$172,25 \pm 0,1$	$171,75 \pm 0,1$	
	0,29	$172,39 \pm 0,1$	$171,89 \pm 0,1$	
	0,4	$172,46 \pm 0,1$	$171,96 \pm 0,1$	
	0,52	$172,35 \pm 0,1$	$171,85 \pm 0,1$	
	0,63	$172,42 \pm 0,1$	$171,92 \pm 0,1$	
	0,78	$172,29 \pm 0,1$	$171,79 \pm 0,1$	
	0,95	$172,28 \pm 0,1$	$171,78 \pm 0,1$	
	1,04	$172,36 \pm 0,1$	$171,86 \pm 0,1$	
	1,13	$172,33 \pm 0,1$	$171,83 \pm 0,1$	
	1,24	$172,26 \pm 0,1$	$171,76 \pm 0,1$	
	1,35	$172,48 \pm 0,1$	$171,98 \pm 0,1$	
	1,45	$172,38 \pm 0,1$	$171,88 \pm 0,1$	
	1,56	$172,33 \pm 0,1$	$171,83 \pm 0,1$	
	1,74	$172,35 \pm 0,1$	$171,85 \pm 0,1$	
	1,89	$172,36 \pm 0,1$	$171,86 \pm 0,1$	
	1,94	$172,36 \pm 0,1$	$171,86 \pm 0,1$	
	2,14	$172,36 \pm 0,1$	$171,86 \pm 0,1$	
	2,36	$172,31 \pm 0,1$	$171,81 \pm 0,1$	
	2,54	$172,37 \pm 0,1$	$171,87 \pm 0,1$	
	2,75	$172,23 \pm 0,1$	$171,73 \pm 0,1$	
	2,94	$172,38 \pm 0,1$	$171,88 \pm 0,1$	
	3,15	$172,22 \pm 0,1$	$171,72 \pm 0,1$	
	3,34	$172,36 \pm 0,1$	$171,86 \pm 0,1$	
	3,55	$172,19 \pm 0,1$	$171,69 \pm 0,1$	
	3,75	$172,30 \pm 0,1$	$171,80 \pm 0,1$	
	3,86	$172,24 \pm 0,1$	$171,74 \pm 0,1$	
	3,98	$172,15 \pm 0,1$	$171,65 \pm 0,1$	

Продолжение таблицы 3

1	2	3	4	5
	4,58	$171,79 \pm 0,1$	$171,29 \pm 0,1$	
	5,42	$171,59 \pm 0,1$	$171,09 \pm 0,1$	

Метод измерения, калибровка.	$E_n$ (МэВ)	$\bar{E}_k$ (МэВ)	Приведено к единому стандарту	Литерату- ра, Год
Ионизационная камера.	0,30	$0,81 \pm 0,24$	$172,31 \pm 0,24$	[31] *) 1964
Измерение разницы энергии при делении быстрыми и тепловы- ми нейтронами.	0,40	$0,62 \pm 0,24$	$172,12 \pm 0,24$	
	0,50	$0,67 \pm 0,37$	$172,17 \pm 0,37$	
	0,76	$0,00 \pm 0,21$	$171,50 \pm 0,21$	
	0,95	$0,65 \pm 0,34$	$172,15 \pm 0,34$	
	1,09	$0,54 \pm 0,28$	$172,04 \pm 0,28$	
	1,28	$0,70 \pm 0,26$	$172,20 \pm 0,26$	
	1,53	$0,67 \pm 0,20$	$172,17 \pm 0,20$	
	1,73	$0,73 \pm 0,21$	$172,23 \pm 0,21$	
	1,92	$0,98 \pm 0,37$	$172,48 \pm 0,37$	
	2,16	$0,91 \pm 0,34$	$172,41 \pm 0,34$	
	4,70	$0,29 \pm 0,24$	$171,79 \pm 0,24$	
Полупроводниковые детекторы. Измере- ние разницы сред- них энергий при делении быстрыми и тепловыми нейт- ронами.	0,026	$-0,09 \pm 0,13$	$171,41 \pm 0,13$	[32] *) 1973
	0,050	$0,06 \pm 0,15$	$171,56 \pm 0,15$	
	0,100	$0,26 \pm 0,11$	$171,76 \pm 0,11$	
	0,150	$0,40 \pm 0,12$	$171,90 \pm 0,12$	
	0,200	$0,37 \pm 0,16$	$171,87 \pm 0,16$	
	0,300	$0,23 \pm 0,12$	$171,73 \pm 0,12$	
	0,400	$0,34 \pm 0,16$	$171,84 \pm 0,16$	
	0,500	$0,44 \pm 0,17$	$171,94 \pm 0,17$	
	0,600	$0,38 \pm 0,19$	$171,88 \pm 0,19$	
	0,700	$0,34 \pm 0,15$	$171,84 \pm 0,15$	
	0,800	$0,21 \pm 0,16$	$171,71 \pm 0,16$	
	1,000	$0,26 \pm 0,09$	$171,76 \pm 0,09$	

\*) Указана ошибка измерений относительно  $\bar{E}_k$  при делении урана-233 тепловыми нейтронами. - 29 -

Таблица 10

Средние кинетические энергии осколков при делении урана-235 нейтронами

Метод измерений	$E_T$ (Мэв)	$\bar{E}_K$ (Мэв)	Приведено к единому стандарту	Литература, Год
Полупроводниковые детекторы. Стандарт- $\bar{E}_K = 172,2$ Мэв при делении урана-235 тепловыми нейтронами.	тепловые	172,2	172,2	[36] 1973
	0,12	172,40 $\pm$ 0,1	172,40 $\pm$ 0,1	
	0,20	172,36 $\pm$ 0,1	172,36 $\pm$ 0,1	
	0,28	172,31 $\pm$ 0,1	172,31 $\pm$ 0,1	
	0,30	172,35 $\pm$ 0,1	172,35 $\pm$ 0,1	
	0,40	172,25 $\pm$ 0,1	172,25 $\pm$ 0,1	
	0,50	172,27 $\pm$ 0,1	172,27 $\pm$ 0,1	
	0,60	172,40 $\pm$ 0,1	172,40 $\pm$ 0,1	
	0,70	172,49 $\pm$ 0,1	172,49 $\pm$ 0,1	
	0,75	172,52 $\pm$ 0,1	172,52 $\pm$ 0,1	
	0,80	172,17 $\pm$ 0,1	172,17 $\pm$ 0,1	
	0,90	172,34 $\pm$ 0,1	172,34 $\pm$ 0,1	
	1,00	172,35 $\pm$ 0,1	172,35 $\pm$ 0,1	
	1,10	172,35 $\pm$ 0,1	172,35 $\pm$ 0,1	
	1,20	172,31 $\pm$ 0,1	172,31 $\pm$ 0,1	
	1,30	172,31 $\pm$ 0,1	172,31 $\pm$ 0,1	
	1,35	172,44 $\pm$ 0,1	172,44 $\pm$ 0,1	
	1,40	172,35 $\pm$ 0,1	172,35 $\pm$ 0,1	
	1,50	172,38 $\pm$ 0,1	172,38 $\pm$ 0,1	
	1,60	172,50 $\pm$ 0,1	172,50 $\pm$ 0,1	
	1,70	172,46 $\pm$ 0,1	172,46 $\pm$ 0,1	
	1,75	172,49 $\pm$ 0,1	172,49 $\pm$ 0,1	
	1,80	172,27 $\pm$ 0,1	172,27 $\pm$ 0,1	
	1,85	172,20 $\pm$ 0,1	172,20 $\pm$ 0,1	
	1,90	172,30 $\pm$ 0,1	172,30 $\pm$ 0,1	
	2,00	172,22 $\pm$ 0,1	172,22 $\pm$ 0,1	
	2,25	172,28 $\pm$ 0,1	172,28 $\pm$ 0,1	
2,30	172,37 $\pm$ 0,1	172,37 $\pm$ 0,1		
2,53	172,11 $\pm$ 0,1	172,11 $\pm$ 0,1		
2,75	172,33 $\pm$ 0,1	172,33 $\pm$ 0,1		

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ТАБЛИЦЫ III

I	2	3	4	5
	3,00	$172,22 \pm 0,1$	$172,22 \pm 0,1$	
	3,50	$172,22 \pm 0,1$	$172,22 \pm 0,1$	
	5,00	$171,79 \pm 0,1$	$171,79 \pm 0,1$	
	6,00	$171,46 \pm 0,1$	$171,46 \pm 0,1$	
Ионизационная камера. Измерения разницы энергий при делении ядер быстрыми и тепловыми нейтронами.	0,08	$-0,38 \pm 0,32$	$171,82 \pm 0,32$	[31] ж), жж) 1964
	0,28	$-0,55 \pm 0,23$	$171,65 \pm 0,23$	
	0,35	$-0,71 \pm 0,30$	$171,49 \pm 0,30$	
	0,48	$-0,08 \pm 0,23$	$172,12 \pm 0,23$	
	0,68	$+0,17 \pm 0,32$	$172,37 \pm 0,32$	
	0,77	$+0,33 \pm 0,32$	$172,53 \pm 0,32$	
	0,87	$+0,07 \pm 0,23$	$172,27 \pm 0,23$	
	1,09	$+0,05 \pm 0,42$	$172,25 \pm 0,42$	
	1,45	$+0,17 \pm 0,25$	$172,37 \pm 0,25$	
	1,90	$-0,03 \pm 0,33$	$172,17 \pm 0,33$	
	2,46	$-0,10 \pm 0,37$	$172,10 \pm 0,37$	
	5,00	$-0,15 \pm 0,15$	$172,05 \pm 0,15$	
	Полупроводниковые детекторы. Измерения разницы кинетических энергий при делении ядер быстрыми и тепловыми нейтронами.	0,20	$-0,10 \pm 0,21$	
0,30		$+0,26 \pm 0,20$	$172,46 \pm 0,20$	
0,35		$+0,05 \pm 0,18$	$172,25 \pm 0,18$	
0,40		$+0,19 \pm 0,19$	$172,39 \pm 0,19$	
0,45		$-0,05 \pm 0,20$	$172,15 \pm 0,20$	
0,50		$-0,12 \pm 0,21$	$172,08 \pm 0,21$	
0,60		$+0,13 \pm 0,20$	$172,33 \pm 0,20$	
0,70		$-0,05 \pm 0,24$	$172,15 \pm 0,24$	
0,90		$-0,03 \pm 0,25$	$172,17 \pm 0,25$	
0,12		$0,0 \pm 0,4$	$172,20 \pm 0,4$	
Полупроводниковые детекторы. Взята разность энергий при делении быстрыми и тепловыми нейтронами.	0,5	$-0,15 \pm 0,4$	$172,05 \pm 0,4$	[34] ж), жж). жжж)
	6,0	$-0,5 \pm 0,2$	$171,70 \pm 0,2$	

ж) В работах [35], [31], [33] и [34] указана ошибка измерений относительно величины  $\bar{E}_K$  при делении урана-235 тепловыми нейтронами.

жж) Приведена разность кинетических энергий осколков при делении ядер быстрыми и тепловыми нейтронами.

жжж) Взятые результаты измерений  $\bar{E}_K$  для осколков, летящих под  $0^\circ$  относительно направления движения нейтронов, выделены при делении ядер.

Таблица II

Средняя кинетическая энергия осколков при  
делении урана-238 нейтронами

Метод измерений	$E_n$ (Мэв)	$\bar{E}_k$ (Мэв)	Приведено к единому стандарту	Литерату- ра, год
Полупроводниковые детекторы. Стандарт $\bar{E}_k = 172,2$ Мэв при делении урана-235 теплыми нейтро- нами.	1,3	$172,65 \pm 0,25$	$172,65 \pm 0,25$	[37] *) 1974
	1,4	$172,50 \pm 0,20$	$172,50 \pm 0,20$	
	1,5	$172,55 \pm 0,15$	$172,55 \pm 0,15$	
	1,9	$172,48 \pm 0,15$	$172,48 \pm 0,15$	
	2,22	$172,50 \pm 0,15$	$172,48 \pm 0,15$	
	2,31	$172,63 \pm 0,15$	$172,63 \pm 0,15$	
	2,43	$172,38 \pm 0,15$	$172,38 \pm 0,15$	
	2,72	$172,36 \pm 0,15$	$172,36 \pm 0,15$	
	2,90	$172,23 \pm 0,15$	$172,23 \pm 0,15$	
	3,35	$172,25 \pm 0,15$	$172,25 \pm 0,15$	
	3,85	$172,04 \pm 0,15$	$172,04 \pm 0,15$	
5,30	$171,63 \pm 0,15$	$171,63 \pm 0,15$		
Полупроводниковые детекторы. Стандарт $\bar{E}_k = 186,0$ Мэв при спонтанном делении кальфорния-252	1,5	$172,34 \pm 1,0$	$172,64 \pm 1,0$	[34] **)
	5,6	$170,0 \pm 0,7$	$170,3 \pm 0,7$	1969
Полупроводниковые детекторы. Стандарт $\bar{E}_k = 171,9$ Мэв при де- лении урана-235 теп- лыми нейтронами.	Котель- ные нейтро- ны.	$170,1 \pm 2,0$	$170,4 \pm 2,0$	[23] 1967

\*) Указана ошибка измерений относительно  $\bar{E}_k$  при делении урана-238 нейтронами с энергией 1,9 Мэв.

\*\*) Средние значения для данной энергии нейтронов.

Таблица 12

Средняя кинетическая энергия осколков при делении  
нептуния-237 нейтронами

Метод измерений	$E_n$ (Мэв)	$\bar{E}_k$ (Мэв)	Приведено к единому стандарту	Литерату- ра, Год
Полупроводниковые детекторы. Стан- дарт $\bar{E}_k = 172,2$ Мэв при делении ура- на-235 тепловыми нейтронами.	0,7	$175,48 \pm 0,15$	$175,48 \pm 0,15$	[35] ж) 1973
	1,0	$175,38 \pm 0,15$	$175,38 \pm 0,15$	
	1,3	$175,40 \pm 0,15$	$175,40 \pm 0,15$	
	1,6	$175,42 \pm 0,15$	$175,42 \pm 0,15$	
	2,1	$175,21 \pm 0,15$	$175,21 \pm 0,15$	
	2,55	$175,23 \pm 0,15$	$175,23 \pm 0,15$	
	3,9	$174,97 \pm 0,15$	$174,97 \pm 0,15$	
	4,5	$174,52 \pm 0,15$	$174,52 \pm 0,15$	
	5,4	$174,36 \pm 0,15$	$174,36 \pm 0,15$	
Полупроводниковые детекторы. Стан- дарт $\bar{E}_k = 171,9$ Мэв при делении урана-235 тепло- выми нейтронами.	Котель- ные нейтро- ны.	$174,0 \pm 2,0$	$174,3 \pm 2,0$	[23] 1967

ж) Указана ошибка измерений относительно  $\bar{E}_k = 175,38$  Мэв при делении  
нептуния-237 нейтронами с энергией  $E_n = 1,0$  Мэв. Погрешность  
измерений относительно выбранного стандарта  $\bar{E}_k = 172,2$  Мэв при  
делении урана-235 тепловыми нейтронами составляет  $\pm 0,3$  Мэв.  
Относительно калифорнийского стандарта ошибка составляет  $\pm 0,7$  Мэв.

Таблица 13

Средняя кинетическая энергия осколков при делении  
ядер плутония-239 нейтронами

Метод измерений	$E_n$ (Мэв)	$\bar{E}_k$ (Мэв)	Приведено к единому стандарту	Литерату- ра, Год
Полупроводниковые детекторы. Стан- дарт $\bar{E}_k = 177,7$ Мэв при делении плуто- ния-239 тепловыми нейтронами	тепл.	177,7	178,6	[35] 1973
	0,08	$177,67 \pm 0,1$	$178,57 \pm 0,1$	
	0,16	$177,79 \pm 0,1$	$178,69 \pm 0,1$	
	0,28	$177,79 \pm 0,1$	$178,69 \pm 0,1$	
	0,40	$177,65 \pm 0,1$	$178,55 \pm 0,1$	

Продолжение таблицы 13

Метод измерения	$E_n$ (МэВ)	$E_k$ (МэВ)	Приведено к единому стандарту	Литерату- ра, Год
	0,50	177,62 $\pm$ 0,1	178,52 $\pm$ 0,1	
	0,60	177,63 $\pm$ 0,1	178,53 $\pm$ 0,1	
	0,72	177,44 $\pm$ 0,1	178,34 $\pm$ 0,1	
	0,82	177,46 $\pm$ 0,1	178,36 $\pm$ 0,1	
	0,91	177,48 $\pm$ 0,1	178,38 $\pm$ 0,1	
	1,01	177,40 $\pm$ 0,1	178,30 $\pm$ 0,1	
	1,11	177,46 $\pm$ 0,1	178,36 $\pm$ 0,1	
	1,21	177,27 $\pm$ 0,1	178,17 $\pm$ 0,1	
	1,31	177,23 $\pm$ 0,1	178,13 $\pm$ 0,1	
	1,41	177,28 $\pm$ 0,1	178,18 $\pm$ 0,1	
	1,51	177,28 $\pm$ 0,1	178,18 $\pm$ 0,1	
	1,61	177,29 $\pm$ 0,1	178,19 $\pm$ 0,1	
	1,72	177,30 $\pm$ 0,1	178,20 $\pm$ 0,1	
	1,82	177,15 $\pm$ 0,1	178,05 $\pm$ 0,1	
	1,92	177,20 $\pm$ 0,1	178,10 $\pm$ 0,1	
	2,02	177,13 $\pm$ 0,1	178,03 $\pm$ 0,1	
	2,12	177,10 $\pm$ 0,1	178,00 $\pm$ 0,1	
	2,22	177,00 $\pm$ 0,1	177,90 $\pm$ 0,1	
	2,32	177,00 $\pm$ 0,1	177,90 $\pm$ 0,1	
	2,52	176,99 $\pm$ 0,1	177,89 $\pm$ 0,1	
	2,72	176,99 $\pm$ 0,1	177,89 $\pm$ 0,1	
	2,92	177,00 $\pm$ 0,1	177,90 $\pm$ 0,1	
	3,07	176,85 $\pm$ 0,1	177,75 $\pm$ 0,1	
	3,20	176,75 $\pm$ 0,1	177,65 $\pm$ 0,1	
	3,35	176,70 $\pm$ 0,1	177,60 $\pm$ 0,1	
	3,50	176,61 $\pm$ 0,1	177,51 $\pm$ 0,1	
	4,00	176,22 $\pm$ 0,1	177,12 $\pm$ 0,1	
	4,45	176,15 $\pm$ 0,1	177,05 $\pm$ 0,1	
	5,30	175,00 $\pm$ 0,1	175,90 $\pm$ 0,1	

Указана ошибка измерения относительно кинетической энергии при делении плутония-239 тепловыми нейтронами.

Таблица 11

Средняя кинетическая энергия осколков при делении ядер плутония-240 нейтронами

Метод измерений	$E_n$ (Мэв)	$\bar{E}_k$ (Мэв)	Приведено к единому стандарту	Литература, год
Полупроводниковые детекторы. Стандарт $\bar{E}_k = 172,2$ Мэв при делении урана-235 тепловыми нейтронами.	0,85	$177,86 \pm 0,15$	$177,86 \pm 0,15$	[37] <sup>*)</sup> 1974
	1,03	$178,14 \pm 0,15$	$178,14 \pm 0,15$	
	1,23	$178,49 \pm 0,15$	$178,49 \pm 0,15$	
	1,33	$178,24 \pm 0,15$	$178,24 \pm 0,15$	
	1,44	$178,11 \pm 0,15$	$178,11 \pm 0,15$	
	1,54	$178,13 \pm 0,15$	$178,13 \pm 0,15$	
	1,59	$178,14 \pm 0,15$	$178,14 \pm 0,15$	
	1,64	$178,00 \pm 0,15$	$178,00 \pm 0,15$	
	1,69	$178,15 \pm 0,15$	$178,15 \pm 0,15$	
	1,74	$178,20 \pm 0,15$	$178,20 \pm 0,15$	
	1,80	$178,14 \pm 0,15$	$178,14 \pm 0,15$	
	1,85	$178,15 \pm 0,15$	$178,15 \pm 0,15$	
	1,94	$178,03 \pm 0,15$	$178,03 \pm 0,15$	
	2,15	$177,97 \pm 0,15$	$177,97 \pm 0,15$	
	2,35	$177,59 \pm 0,15$	$177,59 \pm 0,15$	
	2,55	$177,68 \pm 0,15$	$177,68 \pm 0,15$	
	2,75	$177,71 \pm 0,20$	$177,71 \pm 0,20$	
	2,80	$177,64 \pm 0,20$	$177,64 \pm 0,20$	
	2,95	$177,76 \pm 0,20$	$177,76 \pm 0,20$	
	3,15	$177,07 \pm 0,30$	$177,07 \pm 0,30$	
3,30	$176,70 \pm 0,30$	$176,70 \pm 0,30$		
4,90	$176,79 \pm 0,20$	$176,79 \pm 0,20$		

\*) Указанная ошибка измерений относительно  $\bar{E}_k = 172,2$  Мэв при делении плутония-240 нейтронами с энергией 1,3 Мэв. Ошибка измерений относительно стандарта  $\bar{E}_k = 172,2$  Мэв при делении урана-235 тепловыми нейтронами составляет  $\pm 0,5$  Мэв. Относительно калифорнийского стандарта ошибка составит  $\pm 0,4$  Мэв.

Таблица 15

Средняя кинетическая энергия осколков при делении плутония-241 нейтронами

Метод измерения:	$E_n$ (Мэв)	$E_k$ (Мэв)	Приведено к единому стан- дарту	Литерату- ра, год
Полупроводниковые детекторы. Стан- дарт $E_k = 179,0$ Мэв. при делении плу- тония-241 тепло- выми нейтронами.	тепл.	179,6	179,6	[37]*) 1974
	0,28	$179,27 \pm 0,1$	$178,67 \pm 0,1$	
	0,40	$179,42 \pm 0,1$	$178,82 \pm 0,1$	
	0,55	$179,24 \pm 0,1$	$178,64 \pm 0,1$	
	0,70	$179,17 \pm 0,1$	$178,57 \pm 0,1$	
	0,85	$179,29 \pm 0,1$	$178,69 \pm 0,1$	
	1,00	$179,24 \pm 0,1$	$178,64 \pm 0,1$	
	1,33	$179,18 \pm 0,1$	$178,58 \pm 0,1$	
	1,54	$179,05 \pm 0,1$	$178,45 \pm 0,1$	
	1,74	$179,10 \pm 0,1$	$178,50 \pm 0,1$	
	1,94	$178,78 \pm 0,1$	$178,18 \pm 0,1$	
	2,15	$178,99 \pm 0,1$	$178,39 \pm 0,1$	
	2,36	$178,87 \pm 0,1$	$178,27 \pm 0,1$	
	2,56	$178,82 \pm 0,1$	$178,22 \pm 0,1$	
	2,74	$178,64 \pm 0,1$	$178,04 \pm 0,1$	
	5,00	$178,39 \pm 0,1$	$177,79 \pm 0,1$	

\* Указана ошибка измерений относительно кинетической энергии осколков при делении плутония-241 тепловыми нейтронами.

Таблица 16

Средняя кинетическая энергия осколков при делении плутония-242 нейтронами

Метод измерения	$E_n$ (Мэв)	$\bar{E}_k$ (Мэв)	Приведено к единому стандарту	Литература, год
Полупроводниковые детекторы. Стандарт $\bar{E}_k = 172,2$ Мэв при делении урана-235 тепловыми нейтронами.	0,7	$179,76 \pm 0,15$	$178,76 \pm 0,15$	[24]* 1974
	0,92	$179,05 \pm 0,15$	$179,05 \pm 0,15$	
	1,12	$178,65 \pm 0,15$	$178,65 \pm 0,15$	
	1,45	$178,50 \pm 0,15$	$178,50 \pm 0,15$	
	1,73	$178,65 \pm 0,15$	$178,65 \pm 0,15$	
	1,94	$178,60 \pm 0,15$	$178,60 \pm 0,15$	
	2,14	$178,60 \pm 0,15$	$178,60 \pm 0,15$	
	2,37	$178,79 \pm 0,15$	$178,79 \pm 0,15$	
	2,56	$178,50 \pm 0,15$	$178,50 \pm 0,15$	
	2,69	$178,29 \pm 0,15$	$178,29 \pm 0,15$	
	2,85	$178,55 \pm 0,15$	$178,55 \pm 0,15$	
	2,94	$178,35 \pm 0,15$	$178,35 \pm 0,15$	
	3,15	$178,37 \pm 0,15$	$178,35 \pm 0,15$	
	3,37	$178,20 \pm 0,15$	$178,20 \pm 0,15$	
	3,95	$178,33 \pm 0,15$	$178,33 \pm 0,15$	
4,40	$177,04 \pm 0,15$	$177,04 \pm 0,15$		
4,90	$177,25 \pm 0,15$	$177,25 \pm 0,15$		

\* ) Приведена ошибка измерений относительно  $\bar{E}_k$  при делении плутония-242 нейтронами с энергией 1,1 Мэв. Ошибка измерений относительно калифорнийского стандарта составляет  $\pm 0,9$  Мэв.

Таблица 17

Средняя кинетическая энергия осколков при делении радия-226 в реакции ( $He^3, Pf$ )

Метод измерения	$E_{возб.}$ (Мэв)	$\bar{E}_k$ (Мэв)	Приведено к единому стандарту	Литература, год
Полупроводниковые детекторы. Стандарт $\bar{E}_k = 186,0$ Мэв при спонтанном делении калифорния-252.	7,80	$157,3 \pm 1,0$	$157,6 \pm 1,0$	[30] 1974
	8,90	$159,0 \pm 0,75$	$159,3 \pm 0,75$	
	9,90	$158,5 \pm 0,80$	$158,8 \pm 0,70$	
	10,90	$157,1 \pm 0,50$	$157,4 \pm 0,50$	
	11,90	$157,3 \pm 0,35$	$157,6 \pm 0,35$	

Продолжение таблицы 17

1	2	3	4	5
	9,90	147,2±2,0	147,5±2,0	
	10,90	150,1±1,0	150,4±1,0	
	11,90	149,9±0,50	150,2±0,50	

Таблица 18

Средняя кинетическая энергия осколков при  
делении радия-226 в реакции ( $^3\text{He}$ ,  $\text{tr}$ )

Метод измерения	$E_b$ (МэВ)	$\bar{E}_k$ (МэВ)	Приведено к единому стандарту	Литерату- ра, Год
Билл, проводниковые детекторы. Стандарт-	7,10	158,7±0,5	159,0±0,5	[30] 1974
$E_k = 186,0$ МэВ при	8,00	159,0±0,45	159,3±0,45	
сериальной деле-	9,00	158,7±0,30	159,0±0,30	
ции калифорния-252.	10,1	157,8±0,35	158,1±0,35	
	11,1	157,5±0,35	157,8±0,35	
	12,1	157,0±0,40	157,3±0,40	
	13,1	155,4±0,40	155,7±0,40	
	14,1	154,0±0,55	154,0±0,55	
	9,0	150,0±1,6	150,3±1,6	
	10,1	149,8±1,0	150,1±1,0	
	11,1	149,8±0,75	150,1±0,75	
	12,1	148,8±0,50	149,1±0,50	
	13,1	149,8±0,30	150,1±0,30	
	14,1	150,5±1,0	150,8±1,0	

## ЛИТЕРАТУРА

1. Milton S.C.D. and Fraser J.S. *Canad. J. Phys.* 1962, 40, 1626.
2. Milton S.C.D. and Fraser J.S. *Bull. Am. Phys.Soc.*, 1963, 8, 370.
3. Stanley L. Whetstone, Jr. *Phys. Rev.*, 1963, 131, 1232.
4. Schmitt H.W., Neiler J.N., Walter F.J. *Phys.Rev.* 1966, 141, 1146.
5. Барашков Ю.А., Васильев Ю.А., Маслов В.И., Павловский Е.С., Сараева М.К., Сидоров Л.В., Сурян В.М., Торопов П.В., Петряк К.А., Шапов В.И. *ЯФ.*, 1971, т.13, в.6, с.1162.
6. Kaufman S.B., Steinberg E.P., Wilkins B.D., Unik J., Gorski A.J. *Nucl. Instr. and Methods* 1974, 115, 47.
7. William E. Stein *Phys. Rev.*, 1957, 108, 94.
8. Gunn S.R., Hicks H.G., Levy H.B., Stevenson P.C. *Phys.Rev.*, 1957, 107, 1642.
9. Stevenson P.C., Hicks H.G., Armstrong J.C., Jr. *R.S.R.Gunn. Phys.Rev.* 1960, 117, 186.
10. Whittehouse, W.J., Galbraith W. *Phil. Mag.* 1950, 41, 429.
11. Коврижкин Б.С., Петряк К.А. "Атомная энергия", 1958, т.4, в.6, с.547.
12. Mostovaya T.A. *Proc. of the second United Nations. Intern. Confer. of the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, 15, 433.*
13. Taraskar J., Melkonian E. *Phys, Rev.* 1971, C4, No.4, 1391.
14. Deruytter A.J., Wegener G. *Proc. of a Symposium, Rochester IAEA-SM-174/35, 1974, v.II, 51.*

15. Дьяченко Н.П., Кабанин В.Н., Колосов Н.П., Кузьминов Б.Д., Сергачев А.И. ЯФ., 1973, т.17, в.4.
16. Smith A.D., Fields P.R., Friedman A. Phys.Rev., 1957, 106, 779.
17. Околович В.Н., Большов В.И., Гордеева Л.Д., Смиреникин Г.Н. "Атомная энергия". 1963, 15, с.419.
18. Алхазов И.Д., Косточкин О.И., Коваленко С.С., Малкин Л.З., Петряк К.А., Шпаков В.И. ЯФ., 1970, в.11, с.501.
19. Frances Pleasonton, Robert L. Ferguson, Franz Flasil and C.E. Bemis, Jr. Phys.Rev., 1973, C8, 1018.
20. Brandt R.B., Thompson S.G., Gatti R., Phillips L. Phys.Rev., 1963, 131, 2617.
21. Darleane C. Hoffman, Georg P.Ford, and John P.Balagna Phys. Rev., 1973, C7, 276.
22. Friedman A.M., Meadows J.W., Smith A.B., Fields P.R., J.Milsted, J.Walen. Phys. Rev. 1963, 131, 1203.
23. Michael J.Bennet, N.E.Stein. Phys. Rev., 1967, 156, 1277.
24. Воробьева В.Г., Дьяченко Н.П., Колосов Н.П., Кузьминов Б.Д., Сергачев А.И. ЯФ., 1974, т.19, в.5, с.954.
25. Neiler J.N., Walter F.J. and Schmitt H.W. Phys.Rev., 1966, 149, 894.
26. Баранов А.И., Кривохатский А.С., Романов Ю.Ф., Сквородин Н.В. Изв. АН СССР, сер.физ. 1968, т.32, в.4, с.693.
27. Борухович Г.З., Петров Г.А. ЯФ., 1968, т.4, в.4, с.791.
28. Ragaini R.C., E.K.Hulet, R.W.Lougheed J. Wild. Phys.Rev., 1974, C9, No.1, 399.

29. Pleasanton F. Phys. Rev., 1968, 174, 1500.
30. Koneony E, Srecht H.J., J.Weber Proceedings of a Symposium, Rochester IAEA-SM-174/20, 1974, v.II,3.
31. Blyumkina Ya.A., Bondarenko I.I., Kusnetsov V.P., Nesterov V.G., Okolovitch V.N., Smirenkin G.N., Usachev L.N. Nucl. Phys. 1964, 52, 648.
32. Boldeman J.W. Walsh R.L. Доклад на Всесоюзном совещании по нейтронной физике. Киев, май, 1973.
33. Ajitanand N.N., Boldeman J.W. Nucl. Phys., 1970, 144, 1.
34. Meadows J.W. Phys. Rev., 1969, 177, 4, 1817.
35. Воробьева В.Г., Дьяченко Н.П., Кузьминов Б.Д., Сергачев А.И. Препринт ФЭИ-367, 1973.
36. Holubarsch W., Pfeiffer E., Gönrenwein F. Nucl. Phys. 1971, A171, No.3, 631.
37. Воробьева В.Г., Дьяченко Н.П., Кузьминов Б.Д., Сергачев А.И. "Ядерные константы", 1974, в.15, с.3.
38. Unik J.P., Gindler J.E., Glendenin L.E., Flynn K.P., Gorski A., Sjoblom R.K. Proceedings of a Symposium Rochester IAEA-SM-174/209, 1974, v.II, 19.

ВЫХОДЫ ОСКОЛКОВ И СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ПРИ  
ФОТОДЕЛЕНИИ  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  И  
 $^{239}\text{Pu}$  ГАММА-КВАНТАМИ С МАКСИМАЛЬНОЙ  
ЭНЕРГИЕЙ ОТ 5 ДО 12 МЭВ

К.Н.Иванов, К.А.Петржак

Abstract - Аннотация

FISSION FRAGMENT YIELD AND REACTION CROSS-SECTION OF  
PHOTOFISSION  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  AND  $^{239}\text{Pu}$  BY GAMMA RAYS  
WITH MAXIMUM ENERGY FROM 5 TO 12 MEV. Information on  
yields of photofission of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{239}\text{Pu}$   
by gamma-rays with the maximum energy from 5 to 12 MeV has  
been obtained, the observed fission thresholds and the  
influence of the competing reaction ( $\gamma, n$ ) on the energy  
dependence of photofission cross-section were determined.  
A Betatron was used as a source of breaking radiation.  
Fission fragments were registered by mica detectors. The  
curves of photofission yields were converted into the cross-  
sections by the Penfold-Leis method.

ВЫХОДЫ ОСКОЛКОВ И СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ  $^{232}\text{Th}$ ,  
 $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  И  $^{239}\text{Pu}$  ГАММА-КВАНТАМИ С МАКСИМАЛЬНОЙ  
ЭНЕРГИЕЙ ОТ 5 ДО 12 МЭВ. Была получена информация о выхо-  
дах фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  гамма-кванта-  
ми с максимальной энергией от 5 до 12 Мэв, определены наблю-  
даемые пороги деления и влияние конкурирующей реакции ( $\gamma, n$ )  
на энергетическую зависимость сечений фотоделения. Источником  
тормозного излучения служил бетатрон. Осколки деления регист-  
рировались слюдяными детекторами. Кривые выходов фотоделения  
пересчитывались в сечения по методу Пенфольда-Лейса.

В ЛТИ им. Ленсовета на кафедре ядерной физики были исследованы выходы фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  влияние конкурирующей реакции эмиссии нейтронов на энергетическую зависимость сечения фотоделения для указанных ядер и определены наблюдаемые пороги деления.

Источником тормозного излучения служил бетатрон. Осколки деления регистрировались слюдяными детекторами. Обработка слюдяных детекторов и определение числа зарегистрированных актов деления проводилось по стандартной методике [1]. Для исключения вклада от спонтанного деления урана, содержащегося в материале детектора, слюда перед облучением отжигалась при температуре  $\sim 580^\circ\text{C}$  и протравливалась. Отжиг проводился для снятия возможного вклада от дислокаций, имеющихся в объеме слюды. Предварительное травление обеспечивало резкое различие в разборах треков осколков спонтанного деления урана и треков от осколков вынужденного деления ядер исследуемой мишени.

Мишени  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  были приготовлены в виде тонких слоев ( $\sim 200$  мкг/см<sup>2</sup>) сколов этих изотопов, нанесенных на алюминиевые подложки методом взвешивания [2]. Малая толщина слоев мишеней позволила пренебречь поправкой на эффективное изменение регистрации осколков. Количество ядер в мишенях  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  определялось по альфа-активности, измеренной при помощи полупроводникового альфа-спектрометра.

Мишени  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  были приготовлены из металлических фольг, толщина которых ( $\sim 1$  мкм) значительно превосходила пробег осколков в материале мишени. Для определения числа ядер в эффективном слое металлической мишени  $^{238}\text{U}$  заимствовались данные, приведенные в работе [3]. Число ядер в мишени  $^{232}\text{Th}$  находилось при измерении выходов деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  быстрыми нейтронами с энергией 14,1 Мэв. Используя известные сечения деления на нейтронах [4] число ядер в мишени  $^{238}\text{U}$  и выходы деления в мишенях определяли число ядер в мишени  $^{232}\text{Th}$ . Мишени облучались внутри камеры бетатрона. Это позволило измерить выходы фотоделения при пороговых энергиях.

Доза облучения регистрировалась толстостенной ионизационной камерой. Материалом стенок служило органическое стекло. Ионизационная камера калибровалась по гамма-излучению  $^{60}\text{Co}$ . Для определения дозы, полученной образцом и дозы, зарегистрированной ионизационной камерой, проводились следующие измерения. Одновременно облучали две мишени  $^{235}\text{U}$  в виде тонкого слоя  $\text{U}_3\text{O}_8$  ( $\sim 150 \text{ мкг/см}^2$ ) и таблетки пресованной из  $\text{U}_3\text{O}_8$  (толщиной 2 мм). Тонкая мишень облучалась на внутреннем пучке, а толстая мишень в наружном пучке тормозного излучения, причем таблетка облучалась на различных расстояниях от радиатора тормозного излучения. Доза облучения в наружном пучке, начиная с определенного расстояния изменялась обратно пропорционально квадрату расстояния от радиатора. Значения числа актов деления в тонкой и толстой мишенях и закона спада выходов с расстоянием позволило рассчитать коэффициент перевода показаний ионизационной камеры в значения дозы, полученной мишенью.

При определении выходов фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  вводились поправки на угловое распределение осколков деления. В случае взаимодействия с гамма-квантами малой энергии анизотропное угловое распределение описывается выражением:

$$W(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^4 2\theta$$

где коэффициенты  $a, b, c$  заимствовались из работы [5]. Экспериментальные значения выходов фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  исправленные на угловую анизотропию распределения осколков и эффективное изменение регистрации осколков, представлены на рисунках 1, 2, 3, 4 соответственно. На графиках отложены удвоенные значения ошибок выходов фотоделения. Ошибки, приведенные на графиках кривых выходов фотоделения включают погрешности в измерении дозы облучения, погрешности определения геометрического положения мишени делящегося изотопа, неточности определения энергии тормозного излучения, погрешности в определении эффективности регистрации детектора осколков, статистической погрешности в определении числа зарегистрированных делений, неопределенности спада дозы по глубине устройства для облучения на внутреннем пучке тормозного излучения.

Для пересчета выходов фотоделения в сечения был использован метод Пенфольда-Лейсона [6]. Расчет сечений фотоделения проводился по кривым выходов фотоделения, предварительно сглаженным методом наименьших квадратов с использованием ширины интервала  $\Delta = 0,5$  Мэв и сдвигом на  $0,1$  Мэв в его пределах. Сечения фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  изображены на рисунках 1, 2, 3, 4. Для полученных функций сечений фотоделения характерно наличие структуры в энергетической области 5-8 Мэв. Для оценки влияния выбора оптимальной ширины интервала  $\Delta$  с сохранением формы сечения проводились расчеты с  $\Delta = 1$  Мэв, кроме того проводились расчеты с кривыми выходов сглаженными различными способами, а также с различными функциями чувствительности камеры-монитора.

Проведенные расчеты сечений фотоделения свидетельствуют о сохранении обнаруженной структуры в области 5-8 Мэв. Угловая анизотропия распределения осколков деления ввиду монотонности ее изменения не могла привести к образованию структуры в исследованном интервале энергий гамма-излучения.

Наблюдаемые пороги фотоделения  $\sigma$  определялись по принятому значению  $E_f = E_\gamma$  на полувысоте первой значительной особенности в ходе сечения фотоделения. Значения наблюдаемых порогов фотоделения приведены в таблице 1.

Для ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  наблюдаются особенности в ходе сечений фотоделения при 5,35 и 5 Мэв соответственно. Они находят объяснение в рамках модели двугорбого барьера, как проявление квазистационарных уровней во второй яме.

Изменения в энергетическом ходе сечений фотоделения при 6,6 Мэв для  $^{232}\text{Th}$ , 6,1 Мэв для  $^{238}\text{U}$ , 7,1 Мэв для  $^{237}\text{Np}$  и 5,8 Мэв для  $^{239}\text{Pu}$  можно объяснить конкуренцией реакции ( $\gamma$ ,  $n$ ). Значения порогов нейтронной эмиссии приведены в работе [7].

Структура в сечениях фотоделения при энергиях гамма-квантов 7,3 Мэв для  $^{232}\text{Th}$ , 6,5 Мэв для  $^{238}\text{U}$ , 6,5 Мэв для  $^{239}\text{Pu}$  вероятно говорит о том, что имеет место влияние спаривания нуклонов на сдвиг наблюдаемого порога деления по энергетической шкале. Небольшие особенности в сечениях фотоделения

Таблица I

Ядро	Наблюдаемый порог, Мэв		
	настоящая работа*	литер. данные	
$^{232}\text{Th}$	5,35	$5,4 \pm 0,22$	[15,16]
	6,0	5,95	[15]
		6,0	[16]
$^{238}\text{U}$	5	$5,08 \pm 0,15$	[15,16]
	5,65	5,8	[16]
$^{237}\text{Np}$	5,47	5,49	[16]
$^{239}\text{Pu}$	5,3	$5,3 \pm 0,27$	[16]
		5,48	[16]

\* Положение порогов по шкале энергий определено с точностью  $\pm 0,16$  Мэв.

$^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  при 7,7 и 7,55 Мэв соответственно, по-видимому, свидетельствуют о вступлении конкурирующей реакции типа ( $\gamma$ , p). Пик в сечении фотоделения  $^{239}\text{Pu}$  при энергии гамма-квантов 7,8 Мэв возможно объясняется существованием четырехуклонных систем в ядре [8].

Сечения фотоделения  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  сравнивались с результатами работ [5,9,10,11,12], выполненными на моноэнергетических гамма-квантах и тормозном излучении. Сечение фотоделения  $^{239}\text{Pu}$  сравнивалось с сечениями, полученными в работах [5,13,14].

Надо отметить, что сечения полученные в настоящей работе по местоположению структур в энергетическом ходе в большей мере неплохо согласуются с результатами работ, выполненными на моноэнергетических гамма-квантах, чем на тормозном излучении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратько М.Я., Никотин О.И., Петржак К.А. "Атомная энергия", 1969, т. 27, с. 644.
2. Росси Б., Штауб Г. Ионизационные камеры и счетчики. М., 1951.
3. Roberts J.H. Phys. Rev., 1968, vol. 174, p. 1482.
4. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
5. Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Усачев Л.Н. "Ядерная физика", 1970, т. II, с.65, с.992.
6. Penfold A.S., Zeiss I.E. Phys. Rev., 1959, vol. 114, p. 1332.
7. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. М., Атомиздат, 1970.
8. Соловьев В.Г., Теория сложных ядер. М., "Наука", 1971.
9. Huizenga I.R., Clarke K.M., Gindler I.E., Vandenberg R. Nucl. Phys., 1962, vol. 34, p. 439.
10. Manfredini A., Flore L., Ramorino G., De Carvalho H.G. and Wölfli W. Nucl. Phys., 1969, vol. A127, p. 637.
11. Khan A.M., Knowles I.W. Nucl. Phys., 1972, vol. A179, p. 333.
12. Mafra O.Y., Kuniyoshi S., Goldemberg I. Nucl. Phys., 1972, vol. A110, p. 110.
13. Katz L., Baerg A.P., Brown F., Proceed. of the Second UN Intern. Conf. on the PUAE, 1958, vol. 15, p. 188.
14. Schapiro A., Stubbins W.F. Nucl. Science and Engin., 1971, vol. 45, p. 47.
15. Gindler I.E., Huizenga I.R. Phys. Rev., 1956, vol.104, p. 425.
16. Хайд Э., Перлман П., Сиборг Г. Деление ядер. М., Атомиздат, 1969.

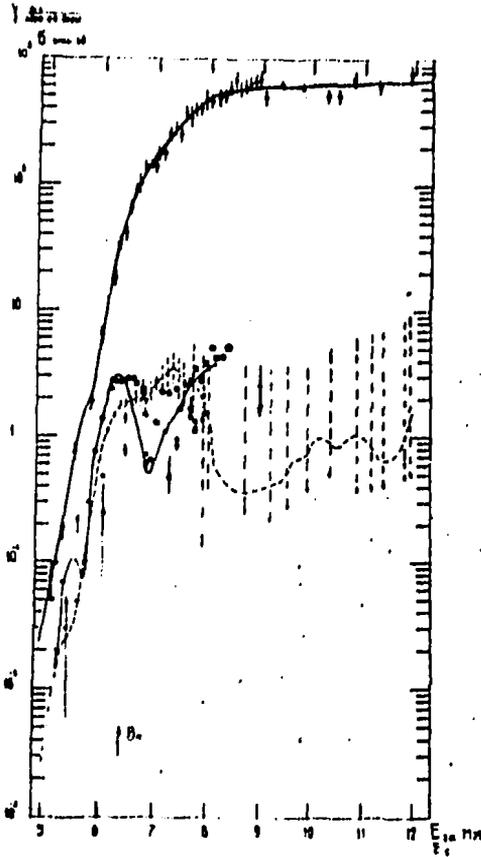


Рис. 1. Выходы и сечения реакции фотоделения  $^{232}\text{Th}$ .  
 Значками  $\bullet$  обозначены экспериментальные выходы фотоделения  $Y^{232}\text{Th}(E_{\gamma n}) \cdot 10^{21}$ , расчетное сечение  $\sigma_{\gamma, ^{232}\text{Th}}(E_{\gamma})$  проведено пунктиром, для сравнения приведены сечения, полученные в работах [5, 9, 10, 11, 12]. Они обозначаются —,  $\Delta$ ,  $\square$ ,  $+$ ,  $\circ$  соответственно.  $V_n$  — энергия отрыва нейтрона.

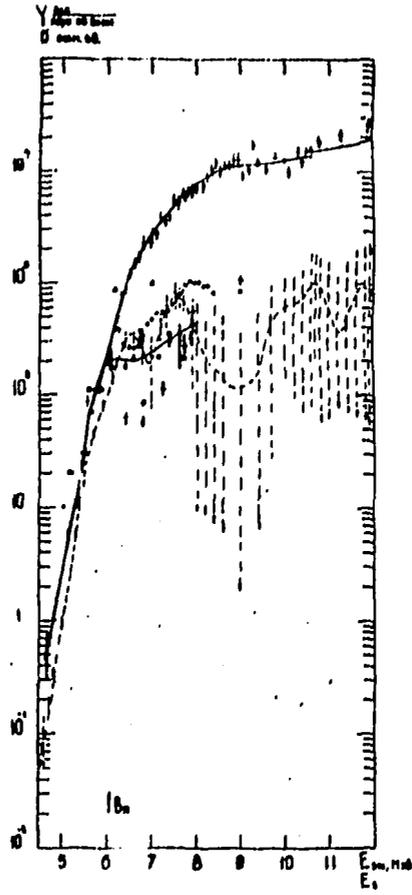


Рис. 2. Выходы и сечения реакции фотоделения  $^{238}\text{U}$ .  
 Значками  $\bullet$  обозначены экспериментальные выходы фотоделения  $Y^{238}\text{U}(E_{\gamma n}) \cdot 10^{-21}$ , расчетное сечение  $\sigma_{f,^{238}\text{U}}(E_{\gamma})$  проведено пунктиром, для сравнения приведены сечения, полученные в работах [5,9,10,11,12]. Они обозначаются  $-$ ,  $\Delta$ ,  $\square$ ,  $\circ$ ,  $+$  соответственно.  $V_n$  - энергия отрыва нейтрона.

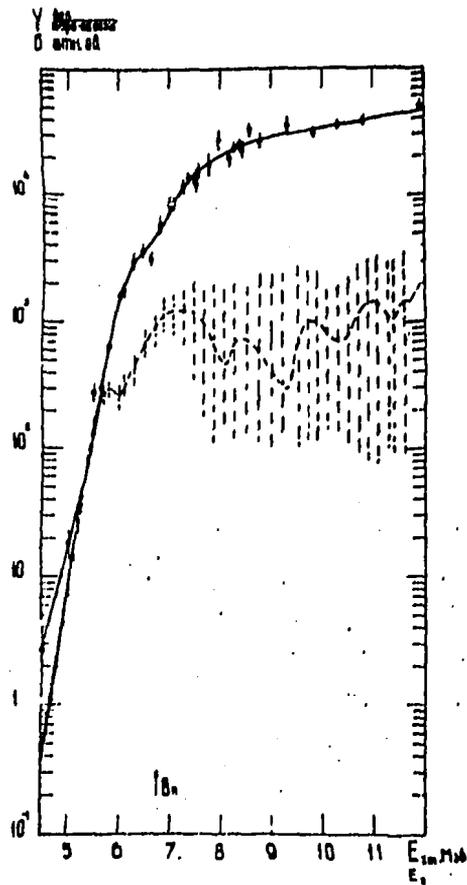


Рис. 3. Выходы и сечения реакции фотоделения  $^{237}\text{Np}$ .  
 Значками  $\bullet$  обозначены экспериментальные выходы фотоделения  
 $Y^{237}\text{Np}(E_{\gamma,n}) \cdot 10^{-21}$ . Расчетное сечение  $\sigma_{\gamma,^{237}\text{Np}}(E_{\gamma})$  проведено  
 пунктиром.  $B_n$  - энергия отрыва нейтрона.

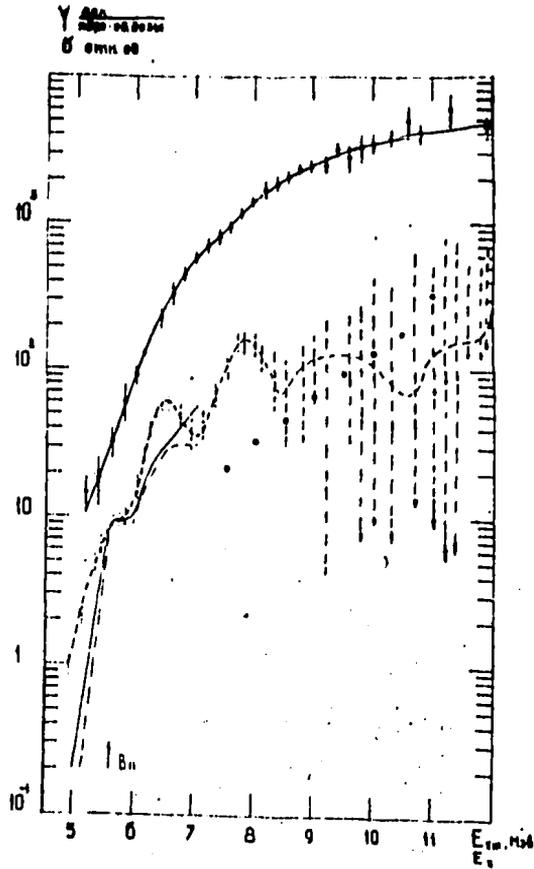


Рис. 4. Выходы и сечения фотоделения  $^{239}\text{Pu}$ .  
 Значками  $\bullet$  обозначены экспериментальные выходы фотоделе-  
 ния  $Y_{^{239}\text{Pu}}(E, \text{м}) \cdot 10^{-19}$ . Расчетное сечение  $\sigma_{\text{ф.д.}}^{^{239}\text{Pu}}(E)$   
 проведено пунктиром, для сравнения приведены сечения, полу-  
 ченные в работах [5, 13, 14]. Они обозначены ---, —  
 и  $\circ$  соответственно.  $V_n$  — энергия отрыва нейтрона.

Таблица I

Выходы фотоделения (дел/рентген.ядро)

$E_{\gamma}$ МэВ	$(Y \pm \Delta Y)^{232}\text{Th} \cdot 10^{-21}$	$(Y \pm \Delta Y)^{238}\text{U} \cdot 10^{-21}$	$(Y \pm \Delta Y)^{237}\text{Np} \cdot 10^{-21}$	$(Y \pm \Delta Y)^{239}\text{Pu} \cdot 10^{-19}$
4,85			$0,26 \pm 0,3$	
5			$1,81 \pm 0,95$	
5,12	$0,376 \pm 0,047$	$0,534 \pm 0,187$		$0,149 \pm 0,04$
5,22			$3,66 \pm 1,23$	
5,32	$0,192 \pm 0,085$	$1,14 \pm 0,3$		$0,184 \pm 0,07$
5,5	$0,77 \pm 0,25$		$28 \pm 9$	
5,55		$8,6 \pm 1,9$		$0,32 \pm 0,07$
5,65			$30 \pm 8$	
5,8	$1,9 \pm 0,5$	$11,4 \pm 2,5$	$66 \pm 5$	$0,61 \pm 0,17$
5,98	$6,6 \pm 1,9$	$24 \pm 5$	$161 \pm 20$	$0,9 \pm 0,1$
6,05			$175 \pm 44$	
6,18	$18 \pm 5$	$49 \pm 11$		$1,3 \pm 0,1$
6,25	$35 \pm 9$	$77 \pm 17$	$296 \pm 86$	
6,38	$42 \pm 11$	$88 \pm 19$		$2,25 \pm 0,35$
6,45			$360 \pm 89$	
6,48	$67 \pm 17$	$121 \pm 26$		
6,58	$91 \pm 24$	$150 \pm 32$	$311 \pm 77$	$3,32 \pm 0,56$
6,68	$105 \pm 35$	$176 \pm 53$		
6,78	$141 \pm 31$	$227 \pm 68$	$588 \pm 173$	$4,46 \pm 0,47$
6,88	$146 \pm 25$	$239 \pm 22$		
6,98	$139 \pm 35$	$229 \pm 49$	$859 \pm 210$	$5,9 \pm 0,5$
7,02	$176 \pm 45$	$278 \pm 60$		
7,05			$849 \pm 210$	
7,07	$184 \pm 47$	$292 \pm 62$		
7,12	$179 \pm 46$	$276 \pm 59$		
7,17	$206 \pm 53$	$324 \pm 70$		$7 \pm 0,8$
7,22	$258 \pm 66$	$390 \pm 83$		
7,25			$1190 \pm 298$	
7,265	$275 \pm 70$	$425 \pm 91$		
7,315	$287 \pm 74$	$364 \pm 78$		

Продолжение таблицы I

$E_{\gamma}$ МэВ	$(Y+\Delta Y)^{232}\text{Th} \cdot 10^{-21}$	$(Y+\Delta Y)^{238}\text{U} \cdot 10^{-21}$	$(Y+\Delta Y)^{237}\text{Np} \cdot 10^{-21}$	$(Y+\Delta Y)^{239}\text{Pu} \cdot 10^{-19}$
7,365	287 ± 74	456 ± 99	1391 ± 339	8,1 ± 0,9
7,41	256 ± 66	400 ± 85		
7,45	340 ± 54	512 ± 60	1418 ± 350	
7,5	390 ± 100	570 ± 120	1240 ± 310	
7,56	370 ± 95	600 ± 130	1614 ± 430	9,5 ± 0,7
7,61	350 ± 130	540 ± 160		
7,66	400 ± 140	600 ± 180		
7,71	410 ± 100	650 ± 140		
7,75	410 ± 100	610 ± 130	1800 ± 700	11,7 ± 0,9
7,8	412 ± 110	680 ± 145		
7,85	490 ± 93	775 ± 80		
7,9	485 ± 180	695 ± 210		
7,95	485 ± 130	810 ± 170	2750 ± 930	13,8 ± 1
8,0	470 ± 120	734 ± 160		
8,05	530 ± 40	842 ± 51		
8,15	500 ± 130	760 ± 130	1990 ± 486	17,5 ± 2,3
8,25	524 ± 130	920 ± 200	2400 ± 400	
8,35	611 ± 160	1100 ± 230	2550 ± 360	17,3 ± 2
8,4	710 ± 180		2300 ± 560	
8,45		1220 ± 260		
8,54	590 ± 150	1020 ± 220	3300 ± 800	22 ± 2
8,65	630 ± 160	1140 ± 240		
8,7				
8,75	660 ± 170	1160 ± 250	2720 ± 700	24,0 ± 1,6
8,85	680 ± 180	1300 ± 280		
8,95	715 ± 190	1310 ± 290		25 ± 2
9,06	505 ± 130	940 ± 170		
9,2		1040 ± 130		25 ± 3,8
9,3		1740 ± 310	3570 ± 1100	
9,4	646 ± 100	1230 ± 220		32 ± 4
9,6		1055 ± 180		28 ± 5

Продолжение таблицы I

$E_{\gamma H}$ МэВ	$(Y+\Delta Y)^{232}\text{Th} \cdot 10^{21}$	$(Y+\Delta Y)^{235}\text{U} \cdot 10^{21}$	$(Y+\Delta Y)^{237}\text{Np} \cdot 10^{21}$	$(Y+\Delta Y)^{239}\text{Pu} \cdot 10^{19}$
9,8	$620 \pm 80$	$1390 \pm 130$	$3140 \pm 500$	$33 \pm 14$
10		$1284 \pm 180$		$35 \pm 5$
10,1		$1000 \pm 170$		
10,3	$520 \pm 130$	$1510 \pm 320$	$3610 \pm 440$	$38 \pm 4$
10,4		$1260 \pm 290$		
10,5	$530 \pm 140$	$1500 \pm 280$		
10,6		$1510 \pm 300$		$50 \pm 25$
10,8	$720 \pm 180$	$1860 \pm 380$	$3900 \pm 600$	$41 \pm 6$
11,3	$630 \pm 160$	$2140_{-450}$		$61 \pm 30$
11,9	$800 \pm 270$	$2600 \pm 720$	$5230 \pm 780$	$46 \pm 7$
12,85			$4400_{-1000}$	

Таблица 2

## Сечения фотоделения

$E_{\gamma}$ МэВ	$(\sigma+\Delta\sigma)^{232}\text{Th}$ , отн. ед.	$(\sigma+\Delta\sigma)^{238}\text{U}$ , отн. ед.	$(\sigma+\Delta\sigma)^{237}\text{Np}$ , отн. ед.	$(\sigma+\Delta\sigma)^{239}\text{Pu}$ , отн. ед.
8,22	-	$0,2055 \cdot 10^5 + 0,2596 \cdot 10^5$	$0,5475 \cdot 10^5 + 0,1159 \cdot 10^6$	$0,1053 \cdot 10^5 + 0,3918 \cdot 10^4$
8,12	$0,4136 \cdot 10^4 + 0,6377 \cdot 10^4$	$0,2537 \cdot 10^5 + 0,3401 \cdot 10^5$	$0,4330 \cdot 10^5 + 0,1373 \cdot 10^6$	$0,1053 \cdot 10^5 + 0,2502 \cdot 10^4$
8,02	$0,1473 \cdot 10^5 + 0,2269 \cdot 10^5$	$0,3370 \cdot 10^5 + 0,3351 \cdot 10^5$	$0,4941 \cdot 10^5 + 0,1348 \cdot 10^6$	$0,1528 \cdot 10^5 + 0,2682 \cdot 10^4$
7,92	$0,2253 \cdot 10^5 + 0,2117 \cdot 10^5$	$0,4184 \cdot 10^5 + 0,3028 \cdot 10^5$	$0,6746 \cdot 10^5 + 0,1240 \cdot 10^6$	$0,1654 \cdot 10^5 + 0,2469 \cdot 10^4$
7,82	$0,2336 \cdot 10^5 + 0,1903 \cdot 10^5$	$0,5447 \cdot 10^5 + 0,3426 \cdot 10^5$	$0,6917 \cdot 10^5 + 0,9074 \cdot 10^5$	$0,1554 \cdot 10^5 + 0,2431 \cdot 10^4$
7,72	$0,3219 \cdot 10^5 + 0,2148 \cdot 10^5$	$0,6767 \cdot 10^5 + 0,1928 \cdot 10^5$	$0,9827 \cdot 10^5 + 0,8022 \cdot 10^5$	$0,1580 \cdot 10^5 + 0,2180 \cdot 10^4$
7,62	$0,2762 \cdot 10^5 + 0,3357 \cdot 10^5$	$0,7649 \cdot 10^5 + 0,1739 \cdot 10^5$	$0,1101 \cdot 10^6 + 0,8489 \cdot 10^5$	$0,1314 \cdot 10^5 + 0,1411 \cdot 10^4$
7,52	$0,2862 \cdot 10^5 + 0,1061 \cdot 10^5$	$0,7901 \cdot 10^5 + 0,1994 \cdot 10^5$	$0,1189 \cdot 10^6 + 0,8401 \cdot 10^5$	$0,1059 \cdot 10^5 + 0,1662 \cdot 10^4$
7,42	$0,3118 \cdot 10^5 + 0,1125 \cdot 10^5$	$0,7133 \cdot 10^5 + 0,1748 \cdot 10^5$	$0,1081 \cdot 10^6 + 0,7660 \cdot 10^5$	$0,8415 \cdot 10^4 + 0,1507 \cdot 10^4$
7,32	$0,3631 \cdot 10^5 + 0,9820 \cdot 10^4$	$0,5817 \cdot 10^5 + 0,1862 \cdot 10^5$	$0,1207 \cdot 10^6 + 0,5479 \cdot 10^5$	$0,6775 \cdot 10^4 + 0,1314 \cdot 10^4$
7,22	$0,3154 \cdot 10^5 + 0,1054 \cdot 10^4$	$0,4368 \cdot 10^5 + 0,1346 \cdot 10^5$	$0,1198 \cdot 10^6 + 0,4669 \cdot 10^5$	$0,3842 \cdot 10^4 + 0,1221 \cdot 10^4$
7,12	$0,2930 \cdot 10^5 + 0,7034 \cdot 10^4$	$0,2915 \cdot 10^5 + 0,5941 \cdot 10^4$	$0,1199 \cdot 10^6 + 0,4062 \cdot 10^5$	$0,4354 \cdot 10^4 + 0,9182 \cdot 10^3$
7,02	$0,2700 \cdot 10^5 + 0,3806 \cdot 10^4$	$0,2002 \cdot 10^5 + 0,1253 \cdot 10^5$	$0,1184 \cdot 10^6 + 0,3525 \cdot 10^5$	$0,3477 \cdot 10^4 + 0,9874 \cdot 10^3$
6,92	$0,2302 \cdot 10^5 + 0,4667 \cdot 10^4$	$0,1830 \cdot 10^5 + 0,1072 \cdot 10^5$	$0,1166 \cdot 10^6 + 0,3365 \cdot 10^5$	$0,3825 \cdot 10^4 + 0,9193 \cdot 10^3$
6,82	$0,1866 \cdot 10^5 + 0,4329 \cdot 10^4$	$0,2393 \cdot 10^5 + 0,7272 \cdot 10^4$	$0,1030 \cdot 10^6 + 0,2648 \cdot 10^5$	$0,4089 \cdot 10^4 + 0,7918 \cdot 10^3$
6,72	$0,2026 \cdot 10^5 + 0,3242 \cdot 10^4$	$0,2870 \cdot 10^5 + 0,6168 \cdot 10^4$	$0,8673 \cdot 10^5 + 0,2250 \cdot 10^5$	$0,5014 \cdot 10^4 + 0,8878 \cdot 10^3$
6,62	$0,2057 \cdot 10^5 + 0,2527 \cdot 10^4$	$0,3259 \cdot 10^5 + 0,3369 \cdot 10^4$	$0,7992 \cdot 10^5 + 0,1973 \cdot 10^5$	$0,5228 \cdot 10^4 + 0,6316 \cdot 10^3$
6,52	$0,1920 \cdot 10^5 + 0,1408 \cdot 10^4$	$0,3352 \cdot 10^5 + 0,5744 \cdot 10^4$	$0,6855 \cdot 10^5 + 0,1669 \cdot 10^5$	$0,6170 \cdot 10^4 + 0,5082 \cdot 10^3$
6,42	$0,1947 \cdot 10^5 + 0,1277 \cdot 10^4$	$0,3106 \cdot 10^5 + 0,4796 \cdot 10^4$	$0,5461 \cdot 10^5 + 0,1546 \cdot 10^5$	$0,5513 \cdot 10^4 + 0,3515 \cdot 10^3$
6,32	$0,1800 \cdot 10^5 + 0,1390 \cdot 10^4$	$0,2508 \cdot 10^5 + 0,2682 \cdot 10^4$	$0,4253 \cdot 10^5 + 0,1162 \cdot 10^5$	$0,4967 \cdot 10^4 + 0,3886 \cdot 10^3$

ИЗМЕНЕНИЕ ПОСЛУЖИИ

$E_{\gamma}$	$(5+\Delta 6)^{232}\text{Tl}$ , ОТН. СЧ.	$(6+\Delta 6)^{238}\text{U}$ , ОТН. СЧ.	$(6+\Delta 6)^{237}\text{Np}$ , ОТН. СЧ.	$(6-\Delta 6)^{239}\text{Pu}$ , ОТН. СЧ.
5,11	$0,1488 \cdot 10^5 \pm 0,2019 \cdot 10^3$	$0,1933 \cdot 10^5 \pm 0,2080 \cdot 10^4$	$0,4048 \cdot 10^5 \pm 0,9110 \cdot 10^4$	$0,3956 \cdot 10^4 \pm 0,4121 \cdot 10^4$
5,12	$0,1109 \cdot 10^5 \pm 0,4941 \cdot 10^3$	$0,1494 \cdot 10^5 \pm 0,1519 \cdot 10^4$	$0,3196 \cdot 10^5 \pm 0,6408 \cdot 10^4$	$0,2709 \cdot 10^4 \pm 0,3059 \cdot 10^4$
5,32	$0,6090 \cdot 10^4 \pm 0,2512 \cdot 10^3$	$0,1051 \cdot 10^5 \pm 0,1115 \cdot 10^4$	$0,2611 \cdot 10^5 \pm 0,5936 \cdot 10^4$	$0,1613 \cdot 10^4 \pm 0,3110 \cdot 10^4$
5,42	$0,4958 \cdot 10^4 \pm 0,1290 \cdot 10^3$	$0,7884 \cdot 10^4 \pm 0,7943 \cdot 10^3$	$0,2774 \cdot 10^5 \pm 0,4829 \cdot 10^4$	$0,1250 \cdot 10^4 \pm 0,1924 \cdot 10^4$
5,52	$0,2247 \cdot 10^4 \pm 0,723 \cdot 10^2$	$0,5895 \cdot 10^4 \pm 0,5619 \cdot 10^3$	$0,2942 \cdot 10^5 \pm 0,4092 \cdot 10^4$	$0,1030 \cdot 10^4 \pm 0,1438 \cdot 10^4$
5,72	$0,1155 \cdot 10^4 \pm 0,4033 \cdot 10^2$	$0,4445 \cdot 10^4 \pm 0,3789 \cdot 10^3$	$0,2485 \cdot 10^5 \pm 0,2777 \cdot 10^4$	$0,9541 \cdot 10^3 \pm 0,1238 \cdot 10^3$
5,82	$0,5007 \cdot 10^3 \pm 0,2836 \cdot 10^2$	$0,2867 \cdot 10^4 \pm 0,2421 \cdot 10^3$	$0,2033 \cdot 10^5 \pm 0,1133 \cdot 10^4$	$0,9356 \cdot 10^3 \pm 0,9523 \cdot 10^3$
5,82	$0,351 \cdot 10^3 \pm 0,1594 \cdot 10^2$	$0,1968 \cdot 10^4 \pm 0,1676 \cdot 10^3$	$0,1670 \cdot 10^5 \pm 0,5645 \cdot 10^3$	$0,8134 \cdot 10^3 \pm 0,1418 \cdot 10^3$
5,92	$0,2566 \cdot 10^3 \pm 0,6003 \cdot 10$	$0,1071 \cdot 10^4 \pm 0,1039 \cdot 10^3$	$0,1017 \cdot 10^5 \pm 0,3461 \cdot 10^3$	$0,6575 \cdot 10^3 \pm 0,1060 \cdot 10^3$
5,92	$0,1914 \cdot 10^3 \pm 0,2785 \cdot 10$	$0,5723 \cdot 10^3 \pm 0,5683 \cdot 10^2$	$0,4783 \cdot 10^4 \pm 0,5459 \cdot 10^3$	$0,4820 \cdot 10^3 \pm 0,7490 \cdot 10^3$
5,92	$0,1013 \cdot 10^3 \pm 0,1543 \cdot 10$	$0,2929 \cdot 10^3 \pm 0,3107 \cdot 10^2$	$0,2552 \cdot 10^4 \pm 0,3663 \cdot 10^3$	$0,3345 \cdot 10^3 \pm 0,4603 \cdot 10^3$
5,92	$0,4533 \cdot 10^2 \pm 0,1046 \cdot 10$	$0,1539 \cdot 10^3 \pm 0,1854 \cdot 10^2$	$0,1519 \cdot 10^4 \pm 0,2169 \cdot 10^3$	$0,2090 \cdot 10^3 \pm 0,3096 \cdot 10^3$
5,02	$0,2645 \cdot 10^2 \pm 0,5523$	$0,9343 \cdot 10^2 \pm 0,1113 \cdot 10^2$	$0,8190 \cdot 10^3 \pm 0,1199 \cdot 10^3$	$0,1621 \cdot 10^3 \pm 0,3532 \cdot 10^3$
4,84	$0,1245 \cdot 10^2 \pm 0,3931$	$0,6111 \cdot 10^2 \pm 0,7933 \cdot 10$	$0,4658 \cdot 10^3 \pm 0,6977 \cdot 10^2$	$0,1019 \cdot 10^3 \pm 0,2358 \cdot 10^2$
4,82	$0,6677 \cdot 10 \pm 0,2056$	$0,3273 \cdot 10^2 \pm 0,437 \cdot 10$	$0,2284 \cdot 10^3 \pm 0,3511 \cdot 10^2$	$0,7408 \cdot 10^2 \pm 0,1185 \cdot 10^2$

+ = 0,5 Мэв, сдвиг на 0,1 Мэв в его пределах.

СЧЕЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ 5-80 КЭВ ДЛЯ ИНДИЙ, ИОДА, ТАН-  
ТАЛА И ЗОЛОТА

В.С.Шорин, В.Н.Кононов, Е.Д.Полетаев

Abstract - Аннотация

NEUTRON RADIATIVE CAPTURE CROSS SECTIONS OF In, I, Ta AND Au IN 5-80 KEV NEUTRON ENERGY REGION. Neutron capture cross sections of natural In, I, Ta and Au have been measured relative to  $^{10}\text{B}(n, \alpha \gamma)$  reaction cross sections and capture cross section of gold at 30 KeV (596 mb) in the neutron energy range from 5 to 80 KeV. The data have been analyzed using Hauser-Feshbach statistical theory and radiative ( $F_{\gamma} / \bar{\sigma}$ ) and  $p$ - wave neutron ( $F_1$ ) strength functions have been received.

СЧЕЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 5-80 КЭВ ДЛЯ ИНДИЙ, ИОДА, ТАНТАЛА И ЗОЛОТА. Сечения захвата нейтронов с энергией 5-80 кэв измерены для естественных элементов In, I, Au и Ta относительно сечения реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha \gamma)$  и сечения захвата золота при энергии нейтронов 30 кэв (596 мбарн). Проведен анализ в рамках статистической теории Хаузера-Фешбаха и получены радиационные ( $F_{\gamma} / \bar{\sigma}$ ) и  $p$ -нейтронные ( $F_1$ ) силовые функции.

Естественные элементы - золото, индий, иод и тантал, часто применяются в качестве стандартов при относительных измерениях сечений радиационного захвата нейтронов, и поэтому они исследовались чаще других. Естественно, что любая новая методика должна проверяться прежде всего на данных элементах. В настоящей работе метод измерения сечений захвата основан на регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей захвата детектором полного поглощения с использованием техники времени пролета на импульсе-

на ускорителе Ван-де-Графа. Временное разрешение системы 25 нсек/м при пролетной базе 85 см. Детектором  $\gamma$  - лучей являлся сцинтилляционный детектор с гексафторбензолом объемом 17 л. Энергетическая зависимость сечений захвата измерялась относительно сечения реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$  [1,2] с помощью сцинтилляционного детектора на основе кристалла  $\text{NaI}(\text{Tl})$  и "борной пластины" из  $^{10}\text{B}$ . Стандартом для абсолютизации служило сечение захвата золота при энергии 30 кэв ( $\sigma_{\text{Au}} = 596$  мбарн [3,4]). При получении сечений захвата вводились поправки на многократное рассеяние нейтронов в образце, резонансное самоэкранирование и эффективность регистрации. Использовались образцы толщиной:  $\text{In} - 1,21$ ;  $\text{I} - 0,798$ ;  $\text{Ta} - 0,825$ ;

$\text{Au} - 0,705$  (в ед.  $10^{-2}$  ядро/барн). Разработанная методика использовалась для исследования сечений захвата ядер редкоземельной области и описана ранее [5-7]. Полная ошибка полученных сечений захвата ( $\delta\sigma$ ) составляет 8-10%, причем систематическая ошибка метода  $\sim 8\%$  и статистическая ошибка 2-6%. Результаты приведены в табл. I и показаны на рис. I-3. Из сравнений с другими данными можно сделать следующие выводы.

1. Энергетическая зависимость сечений захвата, полученная в настоящей работе подтверждает данные Компе [4] (измерения на электростатическом ускорителе с похожей техникой, но разными  $\gamma$  - детекторами) и расходится с данными Гиббонса и др. [8] (электростатический ускоритель, 1000 л-детектор) для которых характерно более крутое спадание сечений захвата с энергией, и данными Фризенхана и др. [9] (линейный ускоритель, 4000 л-детектор), где получен более пологий энергетический ход. Подчеркнем, что чувствительность нашего метода (отношение эффект/фон) выше, чем в работах Компе и Гиббонса.

2. Абсолютные значения сечений захвата хорошо согласуются с данными Компе в случае  $\text{In}$  и лежат на 10% ниже в случае  $\text{Ta}$ . Для иода наши данные попадают в существующий коридор значений и идут на 10% выше данных абсолютных измерений при 24 кэв. Расхождение с результатами по пропусканию в сферической геометрии, по-видимому, связано с недооценкой эффектов резонансной самоэкранировки в последнем методе. Заметим однако,

что имеющиеся расхождения лежат в пределах указанных ошибок метода.

Измеренные сечения захвата нейтронов анализировались в рамках статистической теории реакций [10] с целью получения радиационной ( $\bar{\sigma}_r/\bar{D}$ ) и  $p$ -нейтронной силовой функции ( $S_1$ ). В отличие от работы [7] здесь более корректно учитывалась спиновая зависимость в выражении для радиационной силовой функции

$$S_1^J = \frac{(2J+1) \exp[-J(J+1)/2b^2]}{2(2I+1) \exp[-I(I+1)/2b^2]} \left( \frac{\bar{\sigma}_r}{\bar{D}} \right),$$

где  $b^2$  - параметр плотности уровней в модели ферми-газа.  $I$ ,  $J$  - спины ядра-мишени и оставшего ядра, соответственно. Результаты приведены в табл. 2. Видно, что расхождения в величинах  $S_1$  существенно связано с различием в энергетическом ходе сечений захвата. В ряде случаев имеются расхождения полученных величин  $S_1$  с резонансными значениями [11].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M.G.Sowerby, B.N.Patrick, C.A.Utley, K.H.Diment. Nucl. Data for Reactors. IAEA, 1, 161, 1970.
2. R.L.Macklin, J.H.Gibbons. Phys. Rev., 165, 1147, 1968.
3. W.Göenitz. Nucl. Data for Reactors. IAEA, 1, 277, 1970.
4. D.Koppe. Nucl. Phys., A133, 513, 1969.
5. В.С.Шорин, В.Н.Кононов, Е.Д.Полетаев. ЯФ, 19, 5, 1974.
6. В.Н.Кононов, А.А.Метлев, Е.Д.Полетаев, В.С.Шорин. "Нейтронная физика". Труды 2-й всесоюзной конференции по нейтронной физике. Обнинск, 2, 206, 1974.
7. В.С.Шорин, В.Н.Кононов, Е.Д.Полетаев. ЯФ, 20, 11, 1974.

8. J.H.Gibbons, R.L.Macklin, P.D.Miller, J.H.Neiler. *Phys. Rev.*, 122, 182, 1961.
9. M.P.Fricke, W.M.Lopez, S.J.Friesenhahn et al. *Nucl. Data for Reactors*, IAEA, 2, 265, 1970.
10. A.M.Lane, J.E.Lynn. *Proc. Phys. Soc.*, A70, 557, 1957.  
L.W.Weston, K.K.Seth, B.G.Bilpuch, H.W.Newson. *Ann. Phys.*, 10, 477, 1960.
11. ВМЛ-325, 3d. ed., vol.1, 1973.
12. В.Б.Челноков, В.А.Толстикова, Ю.Я.Стависский и др. Препринт ФЭИ-292, 1971.
13. H.W.Schmitt, C.W.Cook. *Nucl. Phys.* 20, 202, 1960.
14. Т.С.Беланова, А.А.Ваньков, Ф.С.Михайлуц, Ю.Я.Стависский. "Атомная энергия", 19, 3, 1965.
15. Ю.П.Попов. Исследования по нейтронной физике. Труды ФИАН, М., "Наука", 24, III, 1964.
16. Ю.Я.Стависский, В.А.Толстикова, В.Н.Кононов. "Атомная энергия", 10, 158, 1961.
17. R.C.Block, G.G.Slaughter, L.W.Weston, F.C.Vonderlage. *Proc. Symp. on neutron time-of-flight methods*. ed. by Szareen, p. 203, 1961.
18. В.Н.Кононов, Ю.Я.Стависский, С.Р.Чистозвонов, В.С.Шорин. *Nucl. Data for Reactors*. IAEA, 1, 469, 1967.
19. J.S.Brzosko, B.Cierlik, A.Saganek et al. *Acta Phys. Polon.*, 25, 417, 1969.

Таблица 1

Сечения радиационного захвата нейтронов  $\sigma_{nr}$  мбарн  
и полная ошибка  $\delta\sigma$  для мода и тантала

$E_n$	I		Ta		$E_n$	I		Ta	
	кэВ	$\sigma_{nr}$ $\delta\sigma$	$\sigma_{nr}$ $\delta\sigma$	$\sigma_{nr}$ $\delta\sigma$		кэВ	$\sigma_{nr}$ $\delta\sigma$	$\sigma_{nr}$ $\delta\sigma$	
5-6	2050	200	3110	310	32-34	830	71	753	69
6-7	2040	190	2590	250	34-36	800	68	743	68
7-8	1770	170	2340	230	36-38	768	65	716	66
8-9	1830	160	2100	200	38-40	726	62	672	61
9-10	1600	140	1990	190	40-43	679	58	629	58
10-12	1500	130	1650	150	43-46	663	56	602	55
12-14	1270	110	1440	130	46-49	644	55	568	52
14-16	1190	110	1250	120	49-52	617	52	550	50
16-18	1170	100	1180	110	52-56	576	49	519	47
18-20	1030	90	1100	100	56-60	548	47	493	45
20-22	994	84	1040	95	60-64	521	45	477	44
22-24	1020	87	976	89	64-68	497	43	466	43
24-26	949	81	892	82	68-72	467	40	452	41
26-28	958	81	871	80	72-76	441	37	439	40
28-30	923	78	813	74	76-80	418	36	426	39
30-32	852	72	756	69	80-84	390	33	411	38

Примечание. Данные для индия и золота приведены в научно-техническом сборнике "Ядерно-физические исследования в СССР". Атомиздат, М., 17, 9, 1974.

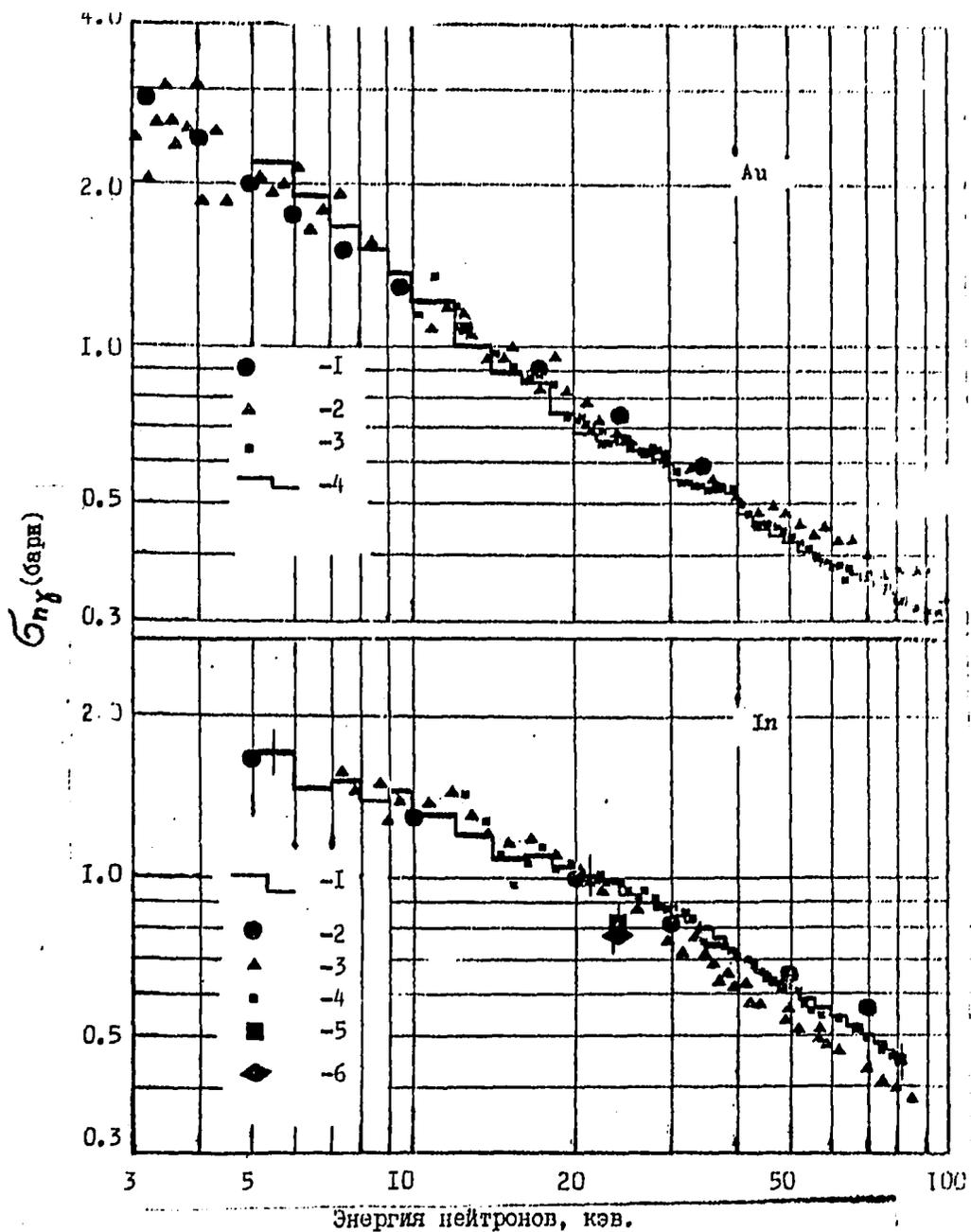
Таблица 2

Результаты анализа усредненных сечений захвата нейтронов

Ядра	Резонансные данные, /11/	$s_0$	$s$	$\bar{D}(\text{эб})$	$s_1$	$\sigma^2$	Ссылки
$^{115}\text{In}$		0,26	$105 \pm 9$	$9,5^{+1,3}_{-1,2}$	$4,7^{+0,9}_{-0,7}$	12	*
	$\bar{D} = 10,7 \pm 0,6$	0,5	$96 \pm 12$		$3,8 \pm 0,6$	16	/4/
	$\bar{\Gamma}_Y = 0,1$ эв	0,5	$59 \pm 3$		$4,1 \pm 0,5$	33	/15/
	$S_0 = 0,26 \pm 0,03$	0,24	$43 \pm 3$		$5,1 \pm 0,4$	33	/15/
		0,45	60		$8^{+1}_{-2}$		/8/
	0,31	120		$2,0^{+2,0}_{-0,8}$		/10/	
$^{127}\text{I}$	$\bar{D} = 13 \pm 0,5$	0,62	$92 \pm 13$	$13,8 \pm 2,3$	$4,35^{+1,8}_{-1,6}$	12	*
	$\bar{\Gamma}_Y = 0,126$ эв	0,84	$56,5 \pm 2,1$	$3,8 \pm 0,4$		33	/15/
	$S_0 = 0,62 \pm 0,09$	0,49	$77,5 \pm 4,2$	$3,4 \pm 0,3$		33	/15/
		0,84	80		$3,0 \pm 1,5$		/8/
$^{181}\text{Tm}$	$\bar{D} = 4,4 \pm 0,3$	1,8	$196^{+24}_{-60}$	$2,9^{+0,9}_{-0,45}$	$0,2^{+0,6}_{-0,1}$	20	*
	$\bar{\Gamma}_Y = 0,057$ эв	2,1	$234 \pm 29$		$0,1 \pm 0,04$	16	/4/
	$S_0 = 1,8 \pm 0,2$	2,0	150		$0,2^{+0,1}_{-0,2}$		/8/
		2,2	122		$1,1 \pm 0,7$	20	/9/
$^{197}\text{Au}$	$\bar{D} = 16,2 \pm 0,3$	2,0	$102^{+8}_{-16}$	$12,3^{+2,7}_{-2,2}$	$0,07^{+0,27}_{-0,05}$	20	*
	$\bar{\Gamma}_Y = 0,126$ эв	1,6	$110 \pm 14$		$0,19 \pm 0,04$	16	/4/
	$S_0 = 2,1 \pm 0,2$	1,2	120		$0,2^{+0,1}_{-0,2}$		/8/
		2,4	72,3		$1,2 \pm 0,65$	20	/9/
		1,2	180		$0,33 \pm 0,3$		/10/

\* Результаты настоящей работы.

Величины  $s_0$ ,  $s$ ,  $s_1$  даны в единицах  $10^{-4}$ .



Энергия нейтронов, кэв.

Рис. 1. Сечения захвата нейтронов для золота и индия.  
 Au -1-Челноков и др. [12]; 2-Фрике и др. [9]; 3-Комте [4];  
 4-настоящая работа.  
 In -1-настоящая работа; 2-Пенитц [3]; 3-Гиббонс и др. [13];  
 4-Комте; 5-Шмитт [13]; 6-Беланова и др. [14].

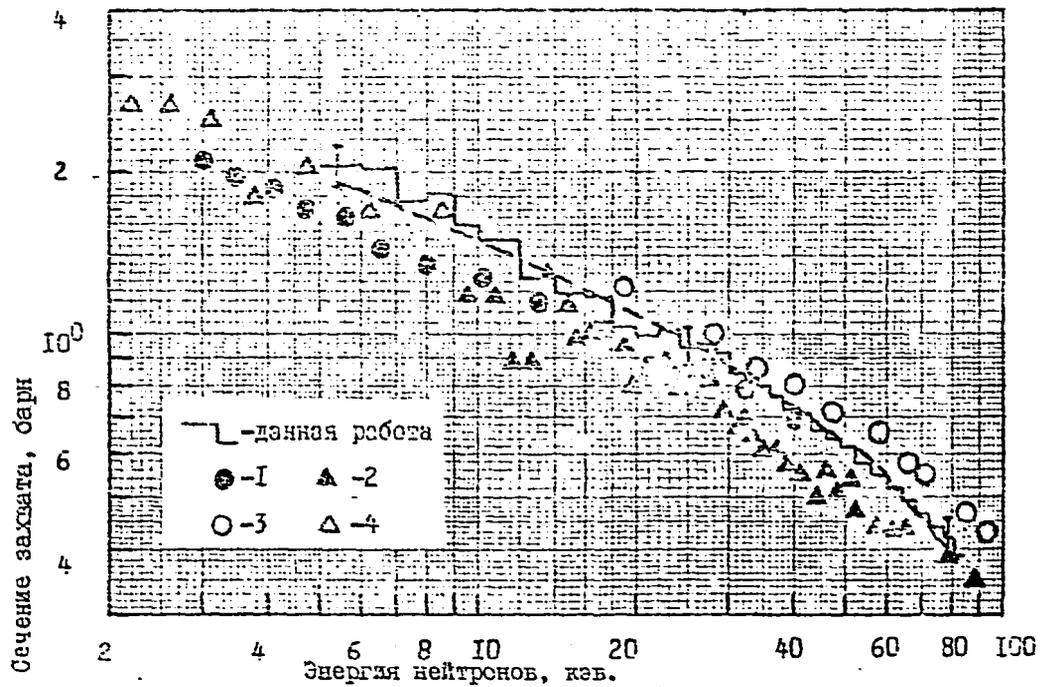


Рис. 2. Сечение захвата нейтронов для йода.

1 - В. Попов [15] ; 2 - Гиббонс и др. [8] ;  
 3 - Стависский и др. [16] ; 4 - Блок и др. [17] .

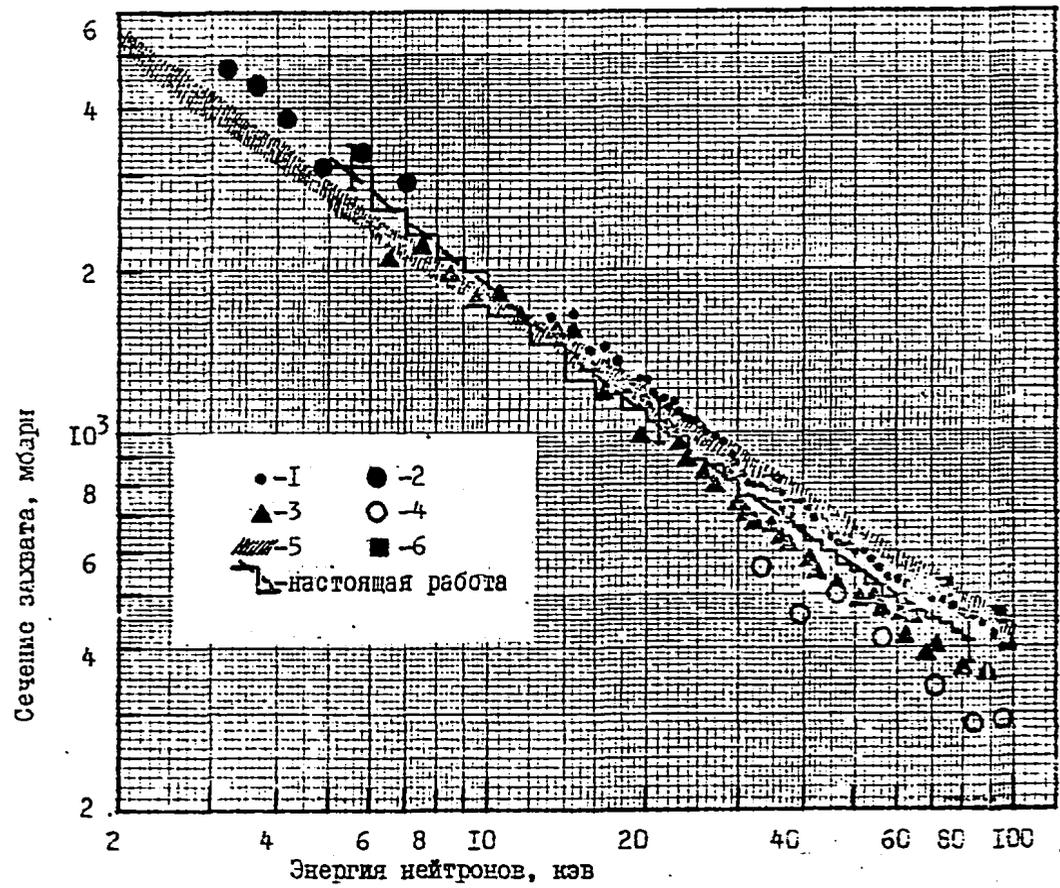


Рис. 3. Сечение захвата нейтронов для тантала.

1 - Колье [4] ; 2 - Блок и др. [17] ; 3 - Гиссонс и др. [8] ;  
4 - Кононов и др. [13] ; 5 - Фрике и др. [9] ; 6 - Баяджа и др. [12].

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ УПРУТОГО И НЕУПРУТОГО  
РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ Be, Al, Y, Zr,  
Mo и Bi

В.И.Трыкова, В.Я.Барыба

Abstract - Аннотация

THE DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS OF ELASTIC AND INELASTIC NEUTRON SCATTERING ON Be, Al, Y, Zr, Mo AND Bi. Differential cross-sections of elastic and inelastic neutron scattering for incident neutron energy of 4,37 MeV on Be, Al, Y, Mo and Bi are presented in this report. The cross-sections have been corrected for multiple scattering, angular resolution and neutron flux absorption in the sample using the Monte-Carlo method.

The measurements were carried out in cylindrical geometry. The monocrystal scintillation detector with pulse shape discrimination of gamma rays was used.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ УПРУТОГО И НЕУПРУТОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ Be, Al, Y, Zr, Mo и Bi. В работе приводятся дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 4,37 Мэв на ядрах Be, Al, Y, Zr, Mo и Bi. Сечения поправлены на многократное рассеяние, угловое разрешение и ослабление потока нейтронов в образце методом Монте-Карло.

Измерения проводились в цилиндрической геометрии однокристалльным сцинтилляционным детектором с дискриминацией гамма-квантов по форме импульса.

В работе приводятся дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией  $4,37 \text{ МэВ} \pm 0,13 \text{ МэВ}$  в области углов от  $20^\circ$  до  $150^\circ$  с интервалом  $10^\circ$  для упруго рассеянных нейтронов на ядрах  $Y$ ,  $Zr$ ,  $Mo$ , и  $W$ , и с интервалом  $30^\circ$  для упруго рассеянных нейтронов на ядрах  $Be$  и  $Al$  и неупруго рассеянных нейтронов на ядрах  $Al$ ,  $Y$ ,  $Zr$ ,  $Mo$  и  $W$ .

Неопределенность в углах составляла  $\pm 9^\circ$ . Полное разрешение спектрометра для энергии нейтронов  $4,37 \text{ МэВ}$  составляло  $290 \text{ кэВ}$ . Измерения проводились однокристалльным оцинтилляционным детектором с дискриминацией гамма-квантов по форме импульса [1] на коллимированном пучке нейтронов.

Источником нейтронов служила реакция  $D(d, n)^3He$ . Рассеиватели были цилиндрической формы, высотой  $45 \text{ мм}$ , наружным диаметром  $45 \text{ мм}$  и внутренним диаметром  $10 \text{ мм}$  для  $Be$  и  $Zr$ ,  $15 \text{ мм}$  для  $Al$  и  $30 \text{ мм}$  для  $Y$ ,  $Mo$  и  $W$ .

Дифференциальные сечения поправлены на многократное рассеяние, угловое разрешение и ослабление потока нейтронов в образце методом Монте-Карло [2,3].

В таблице 1 и на рис. 1-2 приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов. Сечения упругого рассеяния (рис. 1,2) сравниваются с расчетами по оптической модели. Использовался потенциал типа Бьёркунда-Фернбаха [4].

В таблице 2 и на рис. 3-6 приведены дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов как для отдельных уровней так и для групп уровней, а также для области непрерывного спектра.

Ошибки сечений, приведенные в таблицах и на рисунках - среднеквадратичные, в них включены статистические ошибки аппаратурных распределений рассеянных нейтронов и нейтронов прямого пучка, ошибки монитора, ошибки градуировки спектрометра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Brooks T.D. *Nucl. Instr. Method.*, 1959, v.4, p. 151.
2. Попов В.И., Случевская В.М., Трыкова В.И. *БИФД*, 1968, вып. 5, с. 129.
3. Сальников О.А., и др. *Препринт - ФЭИ - 216*, 1970.
4. Bjorklund F.I. and Fernbach I. *Phys.Rev.*, 1958, v.109, p. 1295.

Дифференциальные сечения упругого рассеяния  
нейтронов с начальной энергией 4,37 Мэв в  
барн/стерад

$\theta^\circ$	Be	Al	Y	Zr	Mo	Bi
20			1,251 $\pm$ 0,107	1,137 $\pm$ 0,101	1,165 $\pm$ 0,100	2,655 $\pm$ 0,220
30	0,459 $\pm$ 0,025	0,319 $\pm$ 0,015	0,645 $\pm$ 0,050	0,602 $\pm$ 0,047	0,499 $\pm$ 0,040	1,330 $\pm$ 0,114
40			0,206 $\pm$ 0,015	0,213 $\pm$ 0,017	0,163 $\pm$ 0,015	0,530 $\pm$ 0,040
50			0,059 $\pm$ 0,005	0,050 $\pm$ 0,005	0,038 $\pm$ 0,003	0,123 $\pm$ 0,011
60	0,110 $\pm$ 0,008	0,139 $\pm$ 0,009	0,090 $\pm$ 0,008	0,094 $\pm$ 0,007	0,072 $\pm$ 0,006	0,051 $\pm$ 0,004
70			0,154 $\pm$ 0,011	0,206 $\pm$ 0,017	0,124 $\pm$ 0,009	0,092 $\pm$ 0,008
80			0,169 $\pm$ 0,014	0,246 $\pm$ 0,019	0,127 $\pm$ 0,010	0,228 $\pm$ 0,017
90	0,018 $\pm$ 0,003	0,042 $\pm$ 0,003	0,130 $\pm$ 0,009	0,168 $\pm$ 0,019	0,080 $\pm$ 0,007	0,273 $\pm$ 0,015
100			0,079 $\pm$ 0,006	0,059 $\pm$ 0,006	0,035 $\pm$ 0,003	0,134 $\pm$ 0,010
110			0,047 $\pm$ 0,004	0,014 $\pm$ 0,002	0,016 $\pm$ 0,002	0,050 $\pm$ 0,007
120	0,041 $\pm$ 0,003	0,034 $\pm$ 0,002	0,043 $\pm$ 0,003	0,031 $\pm$ 0,003	0,018 $\pm$ 0,002	0,034 $\pm$ 0,003
130			0,056 $\pm$ 0,005	0,059 $\pm$ 0,006	0,029 $\pm$ 0,003	0,065 $\pm$ 0,005
140			0,075 $\pm$ 0,006	0,077 $\pm$ 0,006	0,041 $\pm$ 0,004	0,111 $\pm$ 0,012
150	0,080 $\pm$ 0,004	0,059 $\pm$ 0,004	0,092 $\pm$ 0,008	0,086 $\pm$ 0,008	0,044 $\pm$ 0,004	0,119 $\pm$ 0,014

Таблица 2

Дифференциальные сечения неупругого  
рассеяния нейтронов в мбарн/стерад

Элемент	Al			Y		Zr	
	$E_{ур} = 0,83 \pm 0,12 \text{ МэВ}$	$E_{ур} = 2,21 \text{ МэВ}$	$E_{ур} = 2,73 \pm 2,91 \text{ МэВ}$	$E_{ур} = 0,908 \text{ МэВ}$	$E_{ур} = 1,51 \pm 1,75 \text{ МэВ}$	$E_{н'} = 0,5 \pm 3,1 \text{ МэВ}$	$E_{н'} = 0,5 \pm 3,5 \text{ МэВ}$
30°	30 ± 9	35 ± 8	40 ± 12	12 ± 4	25 ± 6	144 ± 26	89 ± 20
60°	15 ± 4	21 ± 5	19 ± 4	10 ± 2	19 ± 3	107 ± 16	123 ± 18
90°	19 ± 4	15 ± 3	21 ± 5	11 ± 2	23 ± 4	111 ± 14	123 ± 16
120°	16 ± 5	12 ± 3	23 ± 4	6 ± 2	26 ± 4	142 ± 20	124 ± 11
150°	18 ± 5	15 ± 4	30 ± 6	9 ± 2	33 ± 7	133 ± 19	129 ± 20

Продолжение таблицы 2

Элемент	ЭЛЕМЕНТ			
	Mo	Vl		
	$E_{н'} = 0,5 \pm 3,7 \text{ МэВ}$	$E_{н'} = 0,91 \text{ МэВ}$	$E_{н'} = 1,56 \text{ МэВ}$	$E_{н'} = 0,5 \pm 3,8 \text{ МэВ}$
30°	180 ± 36		33 ± 7	140 ± 22
60°	173 ± 33	22 ± 3	14 ± 2	161 ± 18
90°	159 ± 30	26 ± 4	19 ± 3	169 ± 18
120°	154 ± 29	16 ± 3	20 ± 3	181 ± 20
150°	137 ± 34	24 ± 5	26 ± 4	174 ± 30

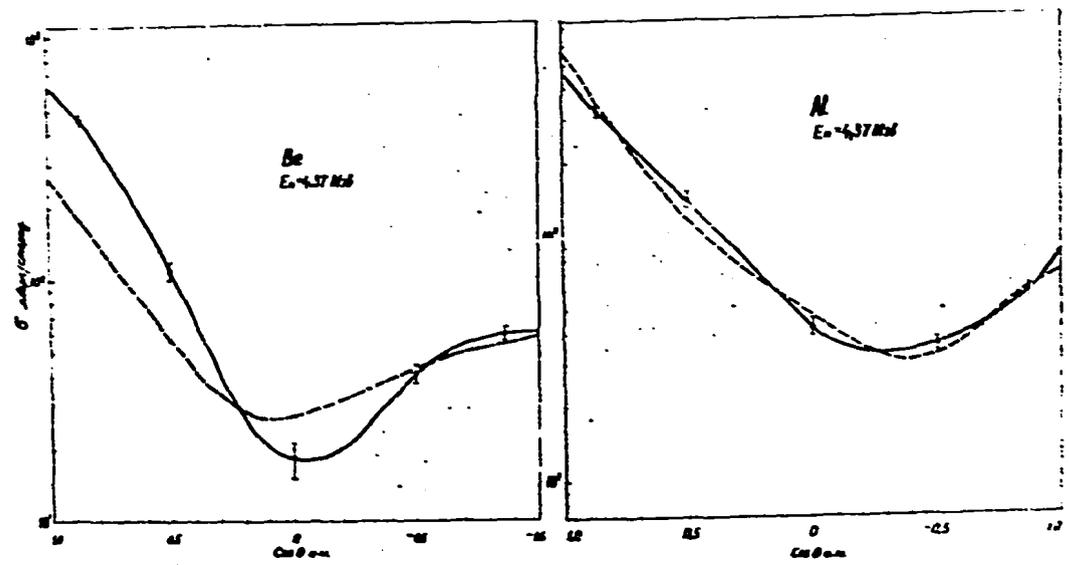


Рис. I Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах  $Al$  и  $Be$ .

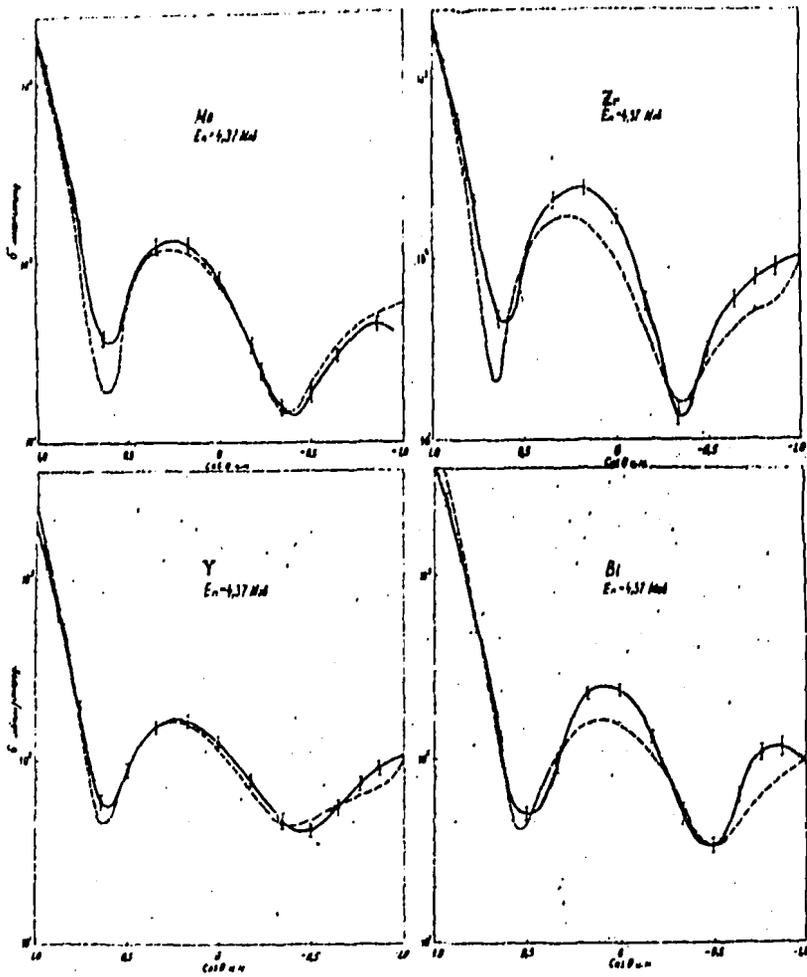


Рис.2 Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах Mo , Zr , Y и Bi .

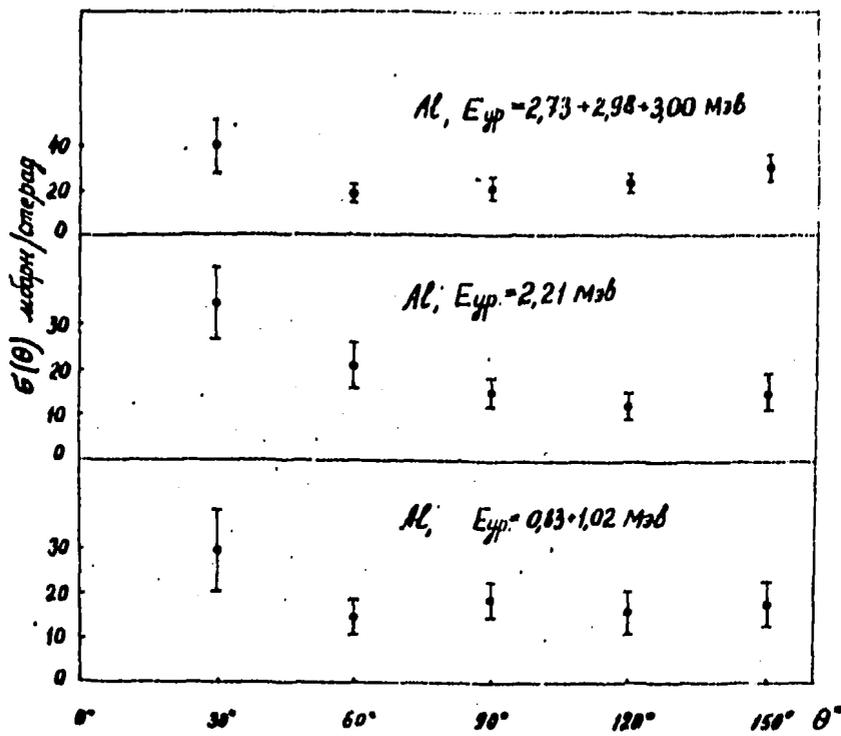


Рис.3 Угловые распределения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах Al .

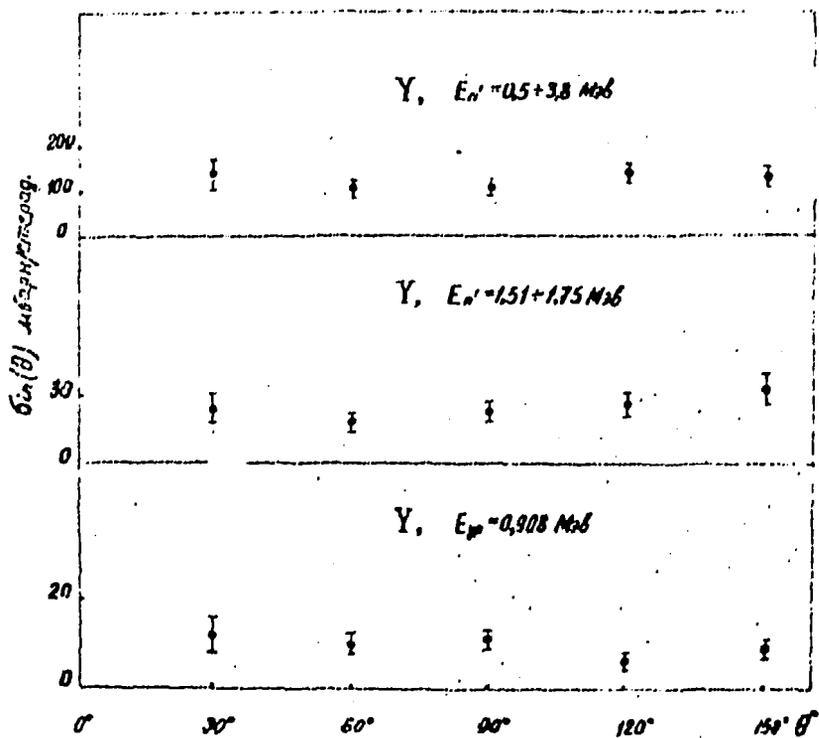


Рис.4 Угловые распределения нейтронов, неупруго рассеянных на ядрах Y .

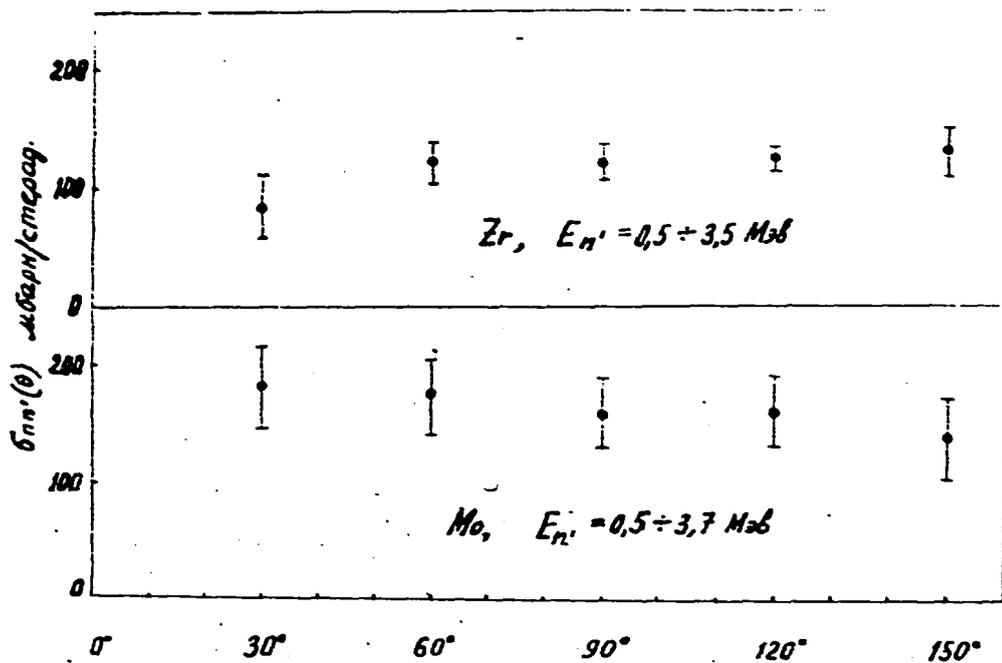


Рис.5 Угловые распределения нейтронов, неупруго рассеянных на ядрах Zr и Mo

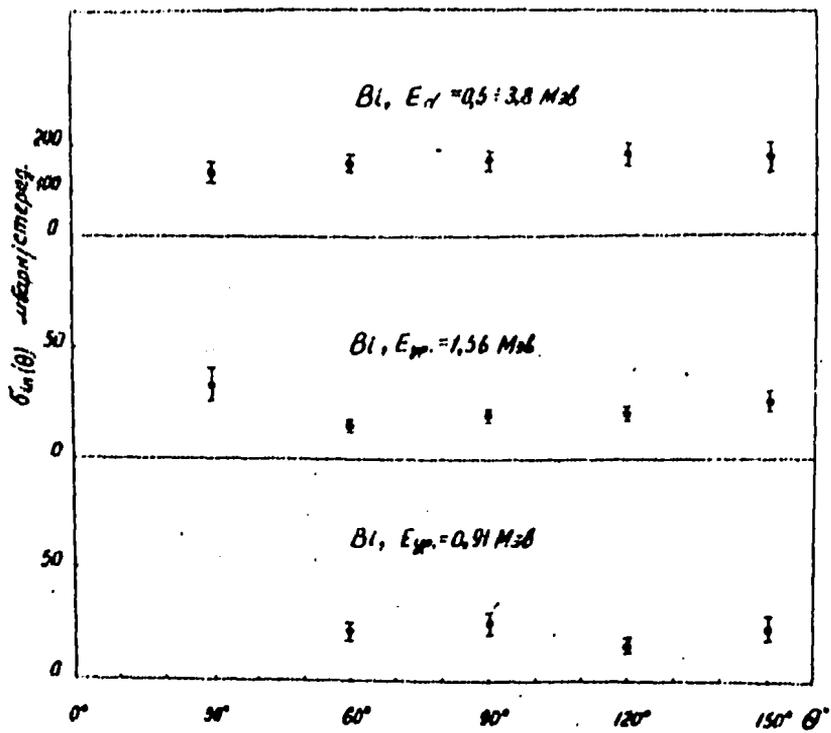


Рис.6 Угловые распределения нейтронов, неупруго рассеянных на ядрах  $B1$

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ  $\gamma$  - КВАНТОВ ПРИ НЕУПРУГОМ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 14 МЭВ НЕЙТРОНОВ С РАЗЛИЧНЫМИ  
ЯДРАМИ

В.М.Безотосный, В.М.Горбачев, Л.М.Суворов,  
М.С.Швецов

Abstract - Аннотация

THE CROSS SECTIONS OF  $\gamma$  - RAYS PRODUCTION AT INELASTIC INTERACTION OF THE 14 MEV NEUTRONS WITH DIFFERENT NUCLEI. The results of measurements of the  $\gamma$  - rays production cross sections of inelastic interaction 14 MeV neutrons with nuclei  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ , Al, Fe, Ta, W, Pb are given in this paper. The measurements were carried out on spherical samples using pulsed 14 MeV neutron source, time-of-flight method and scintillator  $\gamma$  - spectrometer with NaJ(Tl)-crystal of ( $\emptyset$  200x100 mm) size.

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ  $\gamma$  -КВАНТОВ ПРИ НЕУПРУГОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 14 МЭВ НЕЙТРОНОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ЯДРАМИ. Приведены результаты измерений сечений образования  $\gamma$  - квантов при неупругом взаимодействии 14 Мэв нейтронов с ядрами  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ , Al, Fe, Ta, W и Pb.

Измерения выполнены на импульсном источнике 14 Мэв нейтронов на сферических образцах с использованием методики времени пролета и сцинтилляционного  $\gamma$  - спектрометра с кристаллом NaJ(Tl) размерами  $\emptyset$  200 x 100 мм.

В данной работе приведены результаты измерений сечений образования  $\gamma$  - квантов при неупругом взаимодействии 14 Мэв нейтронов с ядрами  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$  и  ${}^{238}\text{U}$ .

Измерения выполнены на импульсном источнике 14 Мэв нейтронов на сферических образцах (4  $\pi$  - геометрия) с использованием методики протона и сцинтилляционного  $\gamma$  - спектрометра с кристаллом  $\text{NaJ}(\text{Tl})$  размерами  $\varnothing 300 \times 100$  мм, расположенного на прорезной базе  $L = 4$  метра. Частота повторения нейтронных импульсов 2 мГц, длительность  $\sim 6$  нсек. Временное разрешение спектрометра, определенное на полувысоте  $\gamma$  - пика, составляло  $\sim 15$  нсек. Энергетическое разрешение и эффективность спектрометра для  $\gamma$  - лучей от  ${}^{65}\text{Zn}$  ( $E_\gamma = 1,12$  Мэв) составляли 10% и 50% соответственно.

Исследуемые образцы в форме полых сфер с наружным диаметром 70 мм помещались на "хвост" нейтронного генератора таким образом, что цирконий-титановая мишень находилась в центре образца. Такая геометрия измерений позволила исключить влияние угловой анизотропии выхода  $\gamma$  - квантов при расчете сечений и максимально использовать нейтронный поток ДТ-реакции.

Для получения аппаратного спектра  $\gamma$  - лучей проводились измерения с исследуемым образцом и без образца (фоновое распределение). После вычитания фона производилась обработка спектра, используя хорошо известные методы [1,2].

Приведенные в таблицах 1,2 среднеквадратичные ошибки измерения сечений определяются следующими ошибками:

а) точностью определения эффективности детектора - 7%;

б) точностью определения нейтронного потока - 3%;

в) ошибками определения поглощения нейтронного потока и  $\gamma$  - квантов в образцах, которые составляли около 2-3%;

г) ошибкой, связанной с обработкой разрешенной части спектра, которая для различных  $\gamma$  - линий составляла около 5-10%;

д) ошибкой, связанной с обработкой сплошной части спектра, которая в области энергии  $\gamma$  - квантов 0,5-5,0 Мэв составляла около 10%, а в области энергии  $\gamma$  - квантов 5,0-10 Мэв около 20%;

с) статистической ошибкой измерений, которая для различных образцов составляла от 2 до 5%.

Таким образом, среднеквадратичная ошибка определения сечений интенсивных  $\gamma$  - линий составляет около 10%, малоинтенсивных  $\gamma$  - линий, в основном, 20-30%, а в отдельных случаях около 40%, что связано с недостаточной чувствительностью регистрации малоинтенсивных  $\gamma$  - линий. Для полных сечений  $\Sigma \sigma_{\gamma}$ , полученных суммированием парциальных сечений  $\sigma_{\gamma}$  по интервалам энергии  $\Delta E_{\gamma}$ , среднеквадратичная ошибка в определении сечений составляет около 20%.

Аналогичные измерения на нейтронах с энергией 14 Мэв были проведены ранее рядом советских и зарубежных исследователей и опубликованы в работах [3-10].

Таблица I

Сечения образования дискретных  $\gamma$  - линий при взаимодействии нейтронов с энергией 14 Мэв

Ядро-мишень	$E_{\gamma}$ , Мэв	$\sigma_{\gamma}$ , мбари
1	2	3
Литий-6	3,56	$1,4 \pm 0,5$
Литий-7	0,48	$20 \pm 3$
Бериллий-9	0,48	$2,0 \pm 0,4$
	2,45	$1,2 \pm 0,5$
Б о р - 10	0,48	$41 \pm 5$
	0,72	$36 \pm 5$
	1,10	$12 \pm 2$
	1,43	$7 \pm 2$
	1,74	$9 \pm 2$
	2,15	$5 \pm 2$
	2,60	$6,3 \pm 2,0$
	2,85	$6,2 \pm 2,0$
	3,00	$5 \pm 2$
	3,40	$28 \pm 4$
4,00	$3,8 \pm 1,9$	
6,10	$2 \pm 1$	

Продолжение таблицы I

I	2	3
Кислород-16	3,65	69 ± 8
	3,85	30,0 ± 3,5
	4,45	5,0 ± 2,5
	6,10	160 ± 16
	6,95	57 ± 7
	7,10	57 ± 7
	Алюминий	0,84
1,01		110 ± 11
1,30		27,0 ± 4,5
1,50		15 ± 2
1,81		175 ± 18
2,21		192 ± 20
2,75		21 ± 3
3,00		135 ± 13
Железо	0,85	840 ± 90
	1,24	470 ± 50
	1,66	40 ± 6
	1,82	70 ± 7
	2,13	53 ± 7
	2,56	19 ± 4
	2,61	65 ± 7
	3,08	10 ± 2
	3,25	33 ± 6
	3,60	11 ± 4
Свинец	0,57	950 ± 95
	0,84	910 ± 90
	1,06	365 ± 40
	1,58	100 ± 15
	1,75	153 ± 20
	2,05	107 ± 15
	2,24	58 ± 6
	2,60	282 ± 28

Продолжение таблицы I

I	2	3
Бор - II	1,10	9,3 ± 2,0
	2,20	85 ± 9
	2,85	11 ± 4
	4,45	150 ± 17
	5,10	34 ± 5
	6,10	9 ± 3
	6,80	65 ± 12
	7,30	21 ± 3
	8,00	7,5 ± 2,5
	9,30	18 ± 4
Углерод-12	4,45	255 ± 26
Азот-14	0,73	16 ± 2
	1,63	18 ± 2
	2,30	52 ± 5
	2,79	8 ± 4
	3,69	25 ± 3
	3,85	12 ± 3
	4,45	57 ± 7
	5,10	47 ± 6
	5,84	15 ± 5
	6,08	19 ± 8
	6,43	15 ± 5
6,73	14 ± 5	
7,00	35 ± 5	
Кислород-16	0,74	12,0 ± 2,5
	0,98	5,5 ± 2,5
	1,48	18,0 ± 3,5
	1,75	9,6 ± 2,0
	1,96	11,5 ± 2,0
	2,75	40 ± 5
	3,10	24,0 ± 3,5

Таблица 2  
 Частичные сечения образования  $\gamma$  - квантов в мб/арн  
 для Al, Fe, Ta, W и Pb при неупругом взаимодействии нейтронов с энергией 14 Мэв

Интервал энергии $E_n$ , Мэв	Al	Fe	Ta	W	Pb
0,1-0,5	243 ± 50	240 ± 120	-	-	-
0,5-1,0	236 ± 47	1430 ± 210	3000±600	4250±850	2960±405
1,0-1,5	292 ± 48	890 ± 134	2300±460	2340±460	1215±200
1,5-2,0	285 ± 40	340 ± 60	1170±230	1280±260	653±115
2,0-2,5	281 ± 37	273 ± 51	920±180	950±190	485±80
2,5-3,0	232 ± 31	264 ± 47	746±150	650±130	322±76
3,0-3,5	64 ± 13	175 ± 35	290±60	270±60	190±40
3,5-4,0	58 ± 12	131 ± 28	185±37	230±60	110±20
4,0-4,5	65 ± 13	100 ± 20	150±30	167±35	98±20
4,5-5,0	59 ± 12	86 ± 17	100±35	80±20	80±16
5,0-5,5	51 ± 10	76 ± 15	44±15	65±18	56±12
5,5-6,0	46 ± 9	75 ± 15	40±12	45±15	45±10
6,0-6,5	43 ± 9	74 ± 14	36±10	39±15	31±10
6,5-7,0	44 ± 9	62 ± 13	32±11	4±4	24±7
7,0-7,5	40 ± 9	70 ± 14	21±10		25±7
7,5-8,0	32 ± 7	60 ± 12	13±7		22±7
8,0-8,5	30 ± 8	53 ± 11			22±7
8,5-9,0	20 ± 5	44 ± 9			19±7
9,0-9,5	17 ± 5	31 ± 6			18±6
9,5-10,0	11 ± 5	19 ± 5			14±7
10,0-10,5	8 ± 6	15 ± 5			15±7
10,5-11,0		5 ± 5			15±7
11,0-11,5					10±7
11,5-12,0					8±7
$\Sigma \sigma_\gamma$	2160±385	4520±650	9000±1830	10400±2100	6500±1080

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Langer N.H. IRE Trans. on Nuclear Science, UNS-5, 1958, 138.
2. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К.Зигбана. М., Атомиздат, 1969, вып. I.
3. G. Benveniste et al. Nucl. Phys., 1962, 38, No. 2.
4. G. Benveniste et al. Nucl. Phys., 1960, 19, No. 1.
5. D. Nellis et al. Phys. Rev. C, 1970, 1, 847.
6. Маслов Г. и др. "Атомная энергия", 1968, 24, 573.
7. K. Nyberg-Ponnert et al. Physica Scripta, 1971, 4, 165.
8. F. Engesser et al. J. Nucl. Energy, 1967, 21, 487.
9. J. Dickens et al. Nucl. Sci. Eng. 1973, 50, 311.
10. R. Howerton et al. Nucl. Sci. Eng. 1968, 32, 178.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ

Н.С.Биряков, Б.В.Журавлев, Н.В.Корнилов, В.И.Плюшкин,  
О.А.Сальников, В.И.Трыкова

Abstract - Аннотация

DETERMINATION OF THE SPIN CUT-OFF PARAMETER. The spin cut-off parameter for Cr, Fe, Co, Ni, Y nuclei was obtained from the analysis of angular distributions of inelastic scattered neutrons with the initial energy 9,1 MeV. It is shown that the experimental values of  $\sigma$  are below data calculated from independent particles model. Observed effect can be probably explained by particles interaction which differs from the pair correlation.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ. Из анализа угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 9,1 Мэв определен параметр спиновой зависимости  $\sigma$  для ядер Cr, Fe, Co, Ni, Y. Экспериментально определенные значения  $\sigma$ , ниже величин, получаемых в расчетах по модели независимых частиц. Объяснение наблюдаемого эффекта, как проявление взаимодействия между частицами, отличающегося от парных корреляций, кажется наиболее правдоподобным.

Исследование угловых распределений частиц, испущенных из составного ядра, дает возможность определить параметр спиновой зависимости  $\sigma$ . При этом обычно используют выражение для угловой зависимости дифференциальных сечений, полученное Эриксеном и Струтинским [1]:

$$\frac{\partial^2 \sigma_{ab}(\delta, \theta)}{\partial \delta^2 \partial \theta} = Const \left\{ \frac{1}{12} \frac{\langle \ell^2(E_a) \rangle \langle \ell_b^2(\delta) \rangle}{\sigma^4} P_2(\cos \theta) \right\}, (1)$$

где

$\langle L_a^2(\epsilon_a) \rangle$  и  $\langle L_b^2(\epsilon_b) \rangle$  - средние квадраты орбитальных угловых моментов бомбардирующих и вылетающих частиц, соответственно;

$P_2$  - полином Лежандра второго порядка.

Средний квадрат углового момента определяется следующим соотношением:

$$\langle L^2(\epsilon) \rangle = \frac{\sum_{\ell} (2\ell+1) T_{\ell}(\epsilon) \ell(\ell+1) / \sum_{\ell} (2\ell+1) T_{\ell}(\epsilon)}{\sum_{\ell} (2\ell+1) T_{\ell}(\epsilon)}, \quad (2)$$

где

$T_{\ell}$  - коэффициент проницаемости, рассчитываемый по оптической модели.

Соотношение (1) получено для случая слабой связи, т.е. для малой анизотропии углового распределения.

Для определения параметра спиновой зависимости были использованы дифференциальные сечения нейтронов с начальной энергией 0,1 Мэв, неупруго рассеянных на ядрах  $Cr$ ,  $Fe$ ,  $Co$ ,  $Ni$ ,  $Y$ . [2]. Угловые распределения, соответствующие интервалу энергий вылетевших нейтронов от 0,5 до 3,0 Мэв, были представлены в виде:

$$\sigma(\cos\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=0}^{N_0} B_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta).$$

Величина параметра спиновой зависимости вычислялась из сравнения нормированного по  $B_0$  коэффициента  $B_2$  при полиноме Лежандра  $P_2(\cos\theta)$  с выражением (1). Для вычисления средних квадратов угловых моментов использовались коэффициенты проницаемости из работы [3]. Полученные значения представлены в таблице I.

параметр  $\bar{\sigma}$  и отношение  $J_{\text{эксп}}/J_0$ , полученные из анализа угловых распределений нейтронов, испущенных из ядер с энергиями 0,5+3,0 Мэв

ЭЛЕМЕНТ	Cr	Fe	Co	Ni	Y
$\bar{\sigma}^2$	4,9±1,5	4,9±1,5	6,4±1,8	5,0±1,5	10,4±2,5
$J_{\text{эксп}}/J_0$	0,5±0,2	0,5±0,2	0,6±0,2	0,5±0,2	0,6±0,2

Указанные ошибки обусловлены ошибками в экспериментальных данных. Кроме того, значения  $\bar{\sigma}$  могут содержать систематические ошибки из-за присутствия в анализируемом диапазоне энергий нейтронов, испущенных в предравновесной стадии реакции. Но они не могут существенно изменить полученные результаты, так как в рассматриваемом интервале энергий доля нейтронов из неравновесных процессов в интегральных спектрах меньше 8%. Это может привести к ошибке в параметре спиновой зависимости  $\leq 15\%$ .

Для сравнения на рис. 1 приведены данные других работ, в которых параметр спиновой зависимости извлекается из экспериментальных угловых распределений продуктов реакций  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, n')$ . Наши данные наиболее хорошо согласуются с результатами работы [4], в которой параметр  $\bar{\sigma}$  получен из анализа спектров неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 14 Мэв. Экспериментальные величины  $\bar{\sigma}$ , в основном, ниже значений, получаемых в расчетах по модели независимых частиц с твердым моментом инерции:

$$\bar{\sigma}^2 = \frac{J_0 T}{\hbar^2}, \dots \quad (3)$$

где

$T$  - ядерная температура,  
 $\mathcal{I}_0$  - момент инерции ядра, рассматриваемого как твердое тело, имеющее радиус  $R$  и массу  $Am$ , т.е. равный

$$\mathcal{I}_0 = 2/5 m A R^2 \dots \dots \quad (4)$$

Уменьшение момента инерции ядра по сравнению с твердотельным, по-видимому, может быть обусловлено тремя причинами:

- а) влиянием остаточного взаимодействия сверхпроводящего типа;
- б) влиянием оболочечных эффектов;
- в) наличием в ядре взаимодействия частиц, отличающегося от парных корреляций, которое как показано в работе [5] может заметно уменьшить  $\mathcal{I}$ .

Уменьшение момента, обусловленное влиянием парных корреляций, незначительно, так как характерная энергия возбуждения остаточного ядра ( $\mathcal{U} \approx 8$  Мэв в данной работе и  $\mathcal{U} = 11$  Мэв в [4]) близка или даже выше энергии фазового перехода, которая для исследованных ядер составляет  $\sim (6+8)$  Мэв.

При рассмотрении результатов данной работы совместно с [4] не обнаруживается корреляции между величиной момента инерции и магическими числами. Это дает возможность утверждать, что уменьшение  $\mathcal{I}$  не связано с оболочечными эффектами.

Таким образом объяснение наблюдаемых эффектов как проявление остаточного взаимодействия частиц, отличающегося от парных корреляций, кажется наиболее правдоподобным. Поэтому знание экспериментальных моментов инерций ( $\mathcal{I}_{эксп.}$ ) даст возможность оценить константу асимметричной по силе части взаимодействия из соотношения, полученного в работе [5]:

$$\frac{\mathcal{I}_0}{\mathcal{I}_{эксп.}} = 1 + gf^2/2, \quad (5)$$

где  $T_0$  и  $T$  - твердотельный и экспериментально наблюдаемый моменты инерции ядра, соответственно,

$q$  - плотность одночастичных состояний вблизи уровня Ферми,

$gf^{2/2}$  - константа асимметричной по спину части взаимодействия.

Величина  $gf^{2/2}$ , извлеченная из наших данных, качественно согласуется со значением, полученным в работе [4] и используемым в теории ферми-жидкости [6].

В заключение авторы благодарят А.В.Игнатика за полезные дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T.Ericson and V.Strutinski. Nucl.Phys., 1958, 8, 284.
2. Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Препринт ФЭИ-457, 1973.
3. Эмерих У.С. Физика быстрых нейтронов под ред. Дж. Мариона и Дж.Фаулера. Атомиздат, М., 1966, т.2, с.55.
4. Игнатик А.В., Д.Хермодорф, Сассонов С. и др. "Нейтронная физика". Обнинск, 1974, ч.1, с.325.
5. Игнатик А.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, 38, 170.
6. Мигдал А.В. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Изд. "Наука", М., 1965.
7. A.C.Douglas, H.McDonall. Nucl.Phys., 1959, 13, 382.
8. T.Ericson. Nucl.Phys., 1959, 11, 481.
9. C.T.Jarvis. Nucl.Phys., 1963, 44, 680.
10. T.K.Turkewicz et al. Nucl. Phys., 1966, 77, 276.
11. J.Patrak, H.Vonach. Nucl.Phys., 1962, 39, 263.

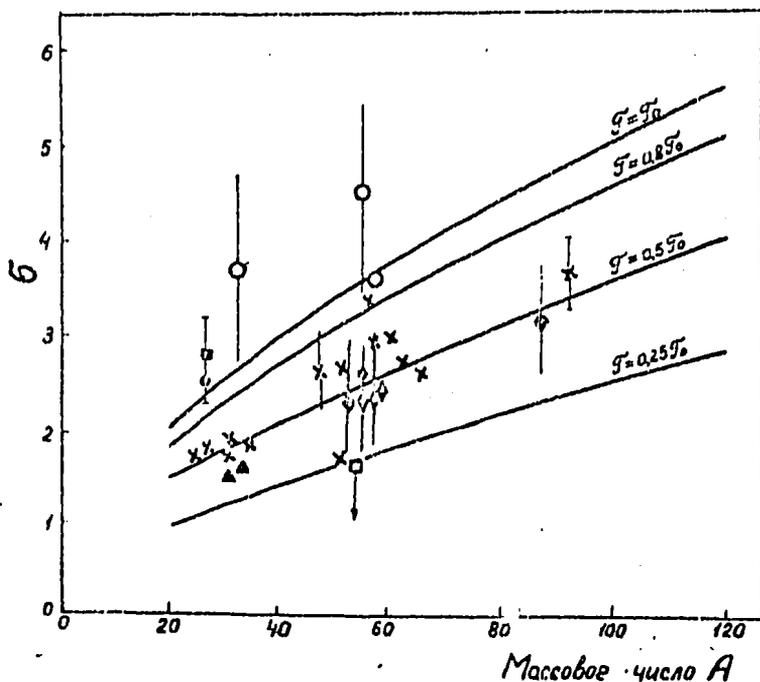


Рис. I. Зависимость параметра  $\sigma$  от массового числа  $A$ .

◆ - результаты настоящей работы.

Результаты других работ, полученные из анализа угловых распределений: × - [4] ( $n, n'$ ); □ [7] ( $n, \rho$ );

○ - [8] ( $n, \lambda$ ); ■ - [9] ( $n, \lambda$ );

▲ - [10] ( $n, \lambda$ ); ● - [11] ( $n, \lambda$ ).

Кривые изображают значения  $\sigma$ , как функции от  $A$ , которые получаются теоретически, если для  $T$  предполагаются различные доли  $T_0$ . Расчет  $T_0$  осуществлен с помощью уравнения (4) с  $\zeta_0 = 1,2$  ферми.

## СТРУКТУРА $S$ - МАТРИЦЫ ДЛЯ ОДНОНУКЛЕОННЫХ РЕАКЦИЙ

А.А.Лукьянов, Е.М.Сапрыкин

Abstract - Аннотация

**S-MATRIX FOR ONE-NUCLEON NUCLEAR REACTIONS.** Fundamental results of nuclear collision theory have been applied to design a parametrization schemes for  $s$ -matrix (cross-sections) energy dependence. The matrix of direct interaction processes were eliminated. For resonance part we suggested the simple method of extracting a doorway (decaying) states and a narrow resonances, which have no coupling with continuum. The structure of observed resonance widths and some problems in their numerical calculations are discussed.

**СТРУКТУРА  $S$  - МАТРИЦЫ ДЛЯ ОДНОНУКЛЕОННЫХ РЕАКЦИЙ.** Исходя из общих результатов формальной теории рассеяния нуклонов получены различные схемы параметризации энергетической зависимости  $S$  - матрицы (сечений реакций) для однонуклонных каналов в широком энергетическом интервале. Выделена в явном виде матрица прямых процессов; для резонансной части приведен простой способ выделения входных (распадающихся) состояний и резонансов тонкой структуры, не имеющих непосредственной связи с непрерывным спектром. Рассмотрена структура наблюдаемых резонансных ширин и обсуждаются проблемы их численного расчета в конкретных ядерных моделях.

## Введение

В настоящее время для теоретической интерпретации энергетической зависимости нуклонных сечений при низких и средних энергиях возбуждения широко используется оболочечный подход, где в общем случае базисом для разложения точного решения являются волновые функции модели независимых частиц в потенциале конечной глубины, соответствующие всевозможным частично-дырочным конфигурациям как в области дискретного, так и непрерывного спектра [1-4]. Хотя соответствующие формальные схемы построения амплитуды реакции (матрицы столкновений) рассмотрены в литературе довольно подробно [1-5] их практическая реализация связана, как правило, с рядом существенных упрощений и ограничивается обычно относительно простыми частными задачами. Наиболее широко оболочечный подход используется, например, при изучении отдельных входных (аналоговых) резонансов и их взаимодействия с более сложными состояниями [2,4,6], а также для исследования тонкой структуры дипольного резонанса в фотоядерных реакциях [7-9]. В данной работе общие результаты формальной теории реакций используются для построения практической схемы параметризации энергетической зависимости матрицы столкновений в широком интервале, где могут одновременно наблюдаться структурные особенности характерные для резонансов составного ядра, входных (распадающихся) состояний и прямых процессов с учетом их взаимодействия. Основная проблема здесь - это выделение в возможно явном виде соответствующих вкладов в матрице столкновений с учетом общих ограничений, накладываемых требованием унитарности. Для этой цели из множества альтернативных вариантов теории реакций наиболее удобен, по-видимому, формализм К-матрицы в схеме Макдональда [1,2], где резонансные параметры вещественны и слабо зависят от энергии, а практические схемы параметризации матрицы столкновений во многом подобны соответствующим известным схемам  $R$  - матричной теории [10-12]. Основные результаты формализма К-матрицы

в приложении к однонуклонным реакциям получены в § 2 на основе общего формализма теории рассеяния [ 5 ] с использованием проекционных операторов [ 13 ] , то есть несколько иным способом, чем в работах Макдональда [ 1,2 ] . Общее выражение для матрицы столкновений в виде суммы вкладов прямых и резонансных процессов получено в § 3. Здесь же рассматривается вопрос о структуре резонансных ширин с точки зрения гипотезы входных (распадающихся) состояний. Практические схемы анализа энергетической зависимости нуклонных сечений на основе полученных общих результатов для матрицы столкновений обсуждаются в § 4.

## § 2. К-матрица и матрица столкновений для однонуклонных реакций

Основным моментом в теоретическом описании ядерной реакции с использованием конкретной ядерной модели является определение базиса для разложения полной волновой функции рассматриваемой системы  $A$  нуклонов (ядро-мишень плюс падающий нуклон) как набора всевозможных ортонормированных решений в модельном гамильтониане. В последовательном оболочечном рассмотрении полный базис строится как набор всевозможных антисимметризованных произведений одночастичных волновых функций всех  $A$  нуклонов системы, относящихся как к непрерывному, так и дискретному спектру собственных значений в самосогласованном потенциале модели оболочек [ 1-5 ] . В нашем рассмотрении, ограничиваясь описанием однонуклонных реакций ниже порога образования двух и более нуклонов и не учитывая радиационных переходов, полный базис составляют по предположению, решения, соответствующие ситуации, когда все нуклоны находятся в связанных одночастичных состояниях, либо лишь один из них попадает в область непрерывного спектра. Хотя при таком определении базисные функции имеют простую структуру — это определением частично-дырочные конфигурации модели оболочек — при переходе к точному решению необходимо учитывать остаточные взаимодействия между всеми нуклонами как в области связанного ядра, так и в каналах реакции (при определении волновой функции связанного ядра). Поэтому для построения матрицы столкновений более удобно использовать другой базис, где

часть волновой функции, относящаяся к системе А-1 нуклонов в дискретном спектре, диагонализирована по остаточному взаимодействию между этими нуклонами, а одночастичные решения в оболочечном потенциале  $U$  характеризуют лишь выделенный (А-ый) нуклон [1,2]. Остаточный потенциал  $V$  относится к взаимодействию этого нуклона с каждым из нуклонов остаточного ядра, а базисные функции в непрерывном спектре совпадают на асимптотике с реальными однонуклонными каналами реакций. Наблюдаемые в эксперименте оболочечные эффекты в сечениях связываются при таком выборе базиса с одночастичными решениями для выделенного нуклона, в то время как состояния ядра-мишени (остаточного ядра) могут быть введены в расчет, в принципе, с использованием произвольной физической модели.

Запишем гамильтониан задачи  $H$  как сумму:

$$H = H_0 + V \quad (1)$$

и обозначим решения для модельного гамильтониана  $H_0$  в непрерывном спектре  $|c\epsilon_c\rangle$  ( $H_0|c\epsilon_c\rangle = \epsilon_c|c\epsilon_c\rangle$ ), где  $c$  - набор квантовых чисел канала,  $\epsilon_c$  - полная энергия, равная сумме энергии относительного движения и собственной энергии возбуждения остаточного ядра. Решения в дискретном спектре обозначим  $|\lambda\rangle$  (собственные энергии  $E_\lambda$ ). Условие ортонормированности записывается в виде:

$$\langle c'\epsilon_c'|c\epsilon_c\rangle = \delta_{c'c}\delta(\epsilon_c - \epsilon_c'), \quad \langle \lambda|c\epsilon_c\rangle = 0, \quad \langle \lambda|\lambda'\rangle = \delta_{\lambda\lambda'} \quad (2)$$

Решения в непрерывном спектре могут быть выбраны комплексными в виде сходящихся или расходящихся волн, либо вещественными (стоячие волны). Последняя форма более удобна в  $K$ -матричном подходе, где параметры по определению вещественны. Но так как матрица столкновений определяется в общем случае на комплексных решениях, то переход к вещественному базису приводит к появлению в матричных элементах фазовых множителей  $e^{i\mu\omega_c}$ , где  $\omega_c$  - фаза упругого рассеяния нуклона на потенциале  $U$ , включающая в общем случае и чисто кулоновский сдвиг [1-5, 14].

В качестве исходного для дальнейших построений выберем

весьма общее операторное соотношение для элементов матрицы столкновений  $S_{c'c}(\epsilon)$ , определяемое в формальной теории рассеяния (в формализме Липмана-Швингера), с учетом нашего разложения гамильтониана  $H$ , в форме [5,15]:

$$S_{c'c}(\epsilon) = e^{i\omega_c} \left[ \delta_{c'c} - 2\pi i \langle c' \epsilon | V + V \frac{1}{E - H + i\hbar} V | c \epsilon \rangle \right] e^{i\omega_c} = e^{i\omega_c} \left[ \delta_{c'c} - 2\pi i T_{c'c}(\epsilon) \right] e^{i\omega_c}, \quad (3)$$

где  $T_{c'c}(\epsilon)$  - матричные элементы т.н. "оператора перехода"  $T$  на энергетической поверхности  $\epsilon_c = \epsilon_{c'} = E$ , удовлетворяющего операторному уравнению

$$T = V + V \frac{1}{E - H + i\hbar} V = V + V \frac{1}{E - H_0 + i\hbar} T. \quad (4)$$

Функцию Грина модельного гамильтониана  $(E - H_0 + i\hbar)^{-1}$  представим в виде разложения по волновым функциям базисного набора, для чего удобно ввести проекционные операторы [13]:

$$P = \sum_c \int d\epsilon_c |c\epsilon_c\rangle \langle c\epsilon_c|, \quad Q = \sum_\lambda |\lambda\rangle \langle \lambda|, \quad (5)$$

причем  $P+Q=1$ ,  $PQ=0$ ,  $P^2=P$ ,  $Q^2=Q$ . Тогда уравнение для  $T$  (4) можно записать как

$$T = V + V \frac{1}{E - H_0 + i\hbar} P T + V \frac{1}{E - H_0} Q T, \quad (6)$$

где в последнем члене, содержащем разложение лишь по связанным состояниям, малая мнимая добавка  $i\hbar$ , используемая в теории рассеяния для выделения расходящихся волн в каналах реакции [6,15], может быть всегда опущена [16]. Используя определение интегрального оператора [5]:

$$\frac{1}{E - H_0 + i\hbar} = \frac{1}{E - H_0} - i\pi \delta(E - H_0), \quad (7)$$

где  $(E - H_0)^{-1}$  — главная часть интеграла, представим уравнение (6) в форме:

$$\left[1 - V \frac{1}{E - H_0} P\right] \tau = V + V \frac{1}{E - H_0} Q \tau - i\pi (V \tau), \quad (8)$$

где  $(V \tau) = \sum_k V |cE\rangle \langle cE| \tau$ . Введем оператор эффективного взаимодействия  $V_{\text{эф}}$ , определяемый интегральным уравнением [1,4]:

$$\left[1 - V \frac{1}{E - H_0} P\right] V_{\text{эф}} = V. \quad (9)$$

Тогда уравнение для  $\tau$  запишется в форме

$$\tau = V_{\text{эф}} + V_{\text{эф}} \frac{1}{E - H_0} Q \tau - i\pi (V_{\text{эф}} \tau), \quad (10)$$

получающейся формально из уравнения (8) при действии на него слева обратным оператором  $\left[1 - V(E - H_0)^{-1} P\right]^{-1}$ .

Для перехода от комплексной симметричной матрицы  $T(E)$ , определяемой элементами оператора  $\tau$  на волновых функциях каналов  $|cE\rangle$ , к вещественной и симметричной  $K$ -матрице можно воспользоваться уравнением Гайтлера для соответствующих операторов на энергетической поверхности [5,15]:

$$\tau = K - i\pi(\tau K). \quad (11)$$

Подставляя  $\tau = K(1 + i\pi K)^{-1}$  в уравнение (10) получим уравнение для оператора  $K$

$$K = V_{\text{эф}} + V_{\text{эф}} \frac{1}{E - H_0} Q K. \quad (12)$$

Решение может быть получено с помощью операторного тождества:

$$\begin{aligned} \frac{1}{E - H_0} Q K &= Q \frac{1}{E - H_0 - V_{\text{эф}}} Q [K - V_{\text{эф}} \frac{1}{E - H_0} Q K] = \\ &= Q \frac{1}{E - H_0 - V_{\text{эф}}} Q V_{\text{эф}}, \end{aligned} \quad (13)$$

и в результате будем иметь

$$K = V_{\text{эф}} + V_{\text{эф}} Q \frac{1}{E - H_0 - V_{\text{эф}}} Q V_{\text{эф}} = K_0 + K_1, \quad (14)$$

где  $K_0$  отвечает переходам в непрерывном спектре без возбуждения связанных состояний  $|\lambda\rangle$  ("прямым процессам"), а  $K_1$  - резонансам составного ядра [1,2]. Матричные элементы  $K$  на волновых функциях открытых каналов при сохранении энергии ( $\epsilon_c = \epsilon_c' = E$ ) образуют вещественную и симметричную матрицу  $K(E)$ :

$$\begin{aligned} \langle c' | K | c \rangle &= K_{c'c}(E) = K_{c'c}^0(E) + K_{c'c}^1(E) = \\ &= (V_{\text{эф}})_{c'c} + \sum_{\lambda, \lambda'} (V_{\text{эф}})_{c'\lambda'} (A^{-1})_{\lambda'\lambda} (V_{\text{эф}})_{\lambda c}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $(A^{-1})_{\lambda'\lambda}$  элементы матрицы обратной  $A$  -

$$A_{\lambda'\lambda} = \langle \lambda' | (E - H_0 - V_{\text{эф}}) | \lambda \rangle = (E - E_{\lambda'}) \delta_{\lambda'\lambda} - \langle \lambda' | V_{\text{эф}} | \lambda \rangle. \quad (16)$$

В выражениях для элементов  $K$ -матрицы (15) двойная сумма по  $\lambda, \lambda'$  может быть приведена к однократной, используя известную процедуру диагонализации матрицы  $A$  (16) по эффективному взаимодействию [1,10,12]. Тогда для параметризации энергетической зависимости  $K$ -матрицы получим выражение, совпадающее по форме с  $R$ -матрицей Вигнера [10], где в отличие от последней резонансные параметры и матрица прямых процессов  $K^0(E)$  могут быть получены, в принципе, в конкретных модельных расчетах. Дальнейшая схема перехода от  $K$ -матрицы к  $T$  и к  $S$ -матрице во многом подобна известным схемам  $R$ -матричной теории. Представим, например, оператор  $\mathcal{T}$  в виде суммы  $\mathcal{T} = \mathcal{T}_0 + \mathcal{T}_1$ , соответственно нашему разложению  $K$ . Определим  $\mathcal{T}_0$  уравнением:

$$\mathcal{T}_0 + i\pi (V_{\text{эф}} \mathcal{T}_0) = V_{\text{эф}}, \quad \text{или} \quad \mathcal{T}_0 = (1 + i\pi K_0)^{-1} K_0. \quad (17)$$

и подставляя в (10) получим уравнение для  $T'$  в виде

$$T = T_0 + T_0 \frac{1}{E - H_0} \varphi T' \quad (18)$$

С помощью тех же операторных преобразований, что использовались выше при определении  $K$  (13) (14), решение уравнения (18) можно представить как

$$T = T_0 + T_0 \varphi \frac{1}{E - H_0 - T_0} \varphi T_0 \quad (19)$$

Записывая в такой же форме матричные элементы на энергетической поверхности  $\langle c' E | T | c E \rangle = T_{c'c}(E)$  и переходя затем к  $S$ -матрице, получим выражение для энергетической зависимости элементов  $S_{c'c}(E)$  (3) о типичной для  $R$ -матричной теории структурой резонансной частоты [10-12]:

$$S_{c'c}(E) = S_{c'c}^0(E) - 2\pi i e^{i\omega_{c'}} \sum_{\lambda\lambda'} \langle c' E | T_0 | \lambda' \rangle (B^{-1})_{\lambda'\lambda} \langle \lambda | T_0 | c E \rangle e^{i\omega_c} \quad (20)$$

где  $(B^{-1})_{\lambda'\lambda}$  - элементы матрицы обратной  $B$

$$B_{\lambda'\lambda} = \langle \lambda' (E - H_0 - T_0) \lambda \rangle = (E - E_\lambda) \delta_{\lambda'\lambda} - \langle \lambda' | T_0 | \lambda \rangle, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} a \quad S_{c'c}^0 &= e^{i\omega_{c'}} (\delta_{c'c} - 2\pi i \langle c' E | T_0 | c E \rangle) e^{i\omega_c} = \\ &= e^{i\omega_{c'}} \left( \frac{1 - i\pi K^0}{1 + i\pi K^0} \right)_{c'c} e^{i\omega_c} \quad (22) \end{aligned}$$

матрица прямых процессов, ранг которой равен числу открытых каналов реакций. Такое определение матрицы прямых процессов (22) оказывается довольно общим и приводит при определенных приближениях к известным феноменологическим схемам теории прямых реакций [17,18]. Так, пренебрегая связью каналов, получим результат борновского приближения, причем в обкладках матричных элементов входят искаженные (в вещественном

потенциале  $U$ ) волны и реальные волновые функции остаточного ядра. Здесь содержатся также эффекты связи каналов в непрерывном спектре (в эффективном потенциале  $V_{эф}$ ) [1,2,19] и конкуренция различных прямых переходов при данной энергии (обратный оператор в выражении для  $\tilde{K}_0$  (17)). Последние могут быть учтены эффективно введением комплексной добавки в исходный потенциал [20]. Таким образом, в практических приложениях при параметризации  $K_{cc}^0(E)$  можно воспользоваться подходящей схемой феноменологической теории прямых реакций, причем в нашем рассмотрении вид прямых процессов не зависит от резонансной составляющей  $S$ -матрицы (20). Для последней, однако, такого независимого представления в  $S$ -матрице в общем случае не существует (что очевидно, например, из требования унитарности), и прямые переходы необходимо учитывать при последовательном рассмотрении структуры ширины наблюдаемых резонансов (см. ниже).

### § 3. Структура резонансных ширины

В формализме  $K$ -матрицы, также как и в  $R$ -матричной теории, резонансная зависимость нуклонных сечений (элементов  $S$ -матрицы) может быть в общем случае параметризована с помощью вещественных, слабо зависящих от энергии параметров-резонансных ширины и собственных значений энергий резонансов. Однако, в отличие от  $R$ -матричного подхода [10], эти параметры имеют конкретную физическую интерпретацию и могут быть, в принципе, вычислены для определенного модельного гамильтониана  $H_0$  и остаточного взаимодействия  $V$ .

Наиболее очевидна структура резонансных параметров  $K$ -матрицы (15)

$$\text{Im} K_{cc}(E) = \text{Im} K_{cc}^0(E) + \frac{1}{2} \sum_{\lambda\lambda'} V_{c'\lambda'} (A^{-1})_{\lambda'\lambda} V_{\lambda c}, \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} V_{c'\lambda'} &= \sqrt{2\pi} \langle c'E | V_{эф} | \lambda' \rangle, \\ V_{\lambda c} &= \sqrt{2\pi} \langle \lambda | V_{эф} | cE \rangle. \end{aligned} \quad (24)$$

Если диагонализировать матрицу  $A$  (16) с помощью вещественного ортогонального преобразования [10]

$$\sum_{\lambda' \lambda} \Omega_{\lambda' \lambda} [(E - E_{\lambda'}) \delta_{\lambda' \lambda} - \langle \lambda' | V | \lambda \rangle] \Omega_{\lambda \kappa}^* = (E - \tilde{E}_{\kappa}) \delta_{\kappa' \kappa} \quad (25)$$

( $\Omega \Omega^* = 1$ ), то выражение для элементов  $K$ -матрицы (23) может быть приведено к  $R$ -матричной форме:

$$\pi K'_{c'c}(E) = \pi K^o_{c'c} + \frac{1}{2} \sum_{\kappa} \frac{\tilde{\beta}_{c' \kappa} \tilde{\beta}_{\kappa c}}{E - \tilde{E}_{\kappa}}, \quad (26)$$

где 
$$\tilde{\beta}_{c' \kappa} = \sum_{\lambda'} \beta_{c' \lambda'} \Omega_{\lambda' \kappa},$$

$$\tilde{\beta}_{\kappa c} = \sum_{\lambda} \Omega_{\kappa \lambda} \beta_{\lambda c}. \quad (27)$$

Для небольшого числа открытых каналов реакции параметры  $K$ -матрицы (26) могут быть получены непосредственно из анализа экспериментальных сечений, для чего используется общее соотношение между  $K$ - и  $S$ -матрицей [1]:

$$S_{c'c}(E) = e^{i\omega_{c'}} \left[ \frac{1 - i\pi K(E)}{1 + i\pi K(E)} \right]_{c'c} e^{i\omega_c}.$$

Более распространенной, однако, в приложениях к анализу сечений является схема параметризации, использующая  $S$ -матрицу в форме (20). При таком представлении выделяется в явном виде матрица прямых процессов  $S^o$ , число учитываемых каналов произвольно, параметры схемы - непосредственно наблюдаемые в эксперименте величины и, наконец, здесь удобно проводить усреднение по резонансам составного ядра и выделять уровни промежуточной структуры. Рассмотрим матричные элементы  $\langle \lambda | \tau_0 | cE \rangle$  и  $\langle \lambda' | \tau_0 | \lambda \rangle$ , входящие в числитель и знаменатель резонансной части  $S$ -матрицы (20), (21). Пользуясь определением оператора  $\tau_0$  (17), получим:

$$\begin{aligned} \langle \lambda | \tilde{U}_0 | c E \rangle &= \sum_{c'} \langle \lambda | V_{\text{эп}} | c' E \rangle \langle c' E | (1 + i\pi V_{\text{эп}})^{-1} | c E \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{c'} \beta_{\lambda c'} [(1 + i\pi K^0)^{-1}]_{c'c}, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | \tilde{U}_0 | \lambda \rangle &= \langle \lambda' | V_{\text{эп}} | \lambda \rangle - i\pi \sum_{c'} \langle \lambda' | V_{\text{эп}} | c' E \rangle \langle c' E | \tilde{U}_0 | \lambda \rangle = \\ &= \langle \lambda' | V_{\text{эп}} | \lambda \rangle - \frac{i}{2} \sum_{c'c} \beta_{\lambda'c'} [(1 + i\pi K^0)^{-1}]_{c'c} \beta_{c\lambda}. \end{aligned} \quad (29)$$

Определим матрицы  $(1 + i\pi K^0)^{1/2}$  и  $(1 - i\pi K^0)^{1/2}$  и матрицу

$$W^{1/2} = (1 - i\pi K^0)^{1/2} (1 + i\pi K^0)^{-1/2}, \quad (30)$$

тогда элементы (28), (29) можно представить как

$$\langle \lambda | \tilde{U}_0 | c E \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{c'} \Gamma_{\lambda c'}^{1/2} W_{c'c}^{1/2}, \quad (31)$$

$$\langle \lambda' | \tilde{U}_0 | \lambda \rangle = \langle \lambda' | V_{\text{эп}} | \lambda \rangle - \Delta_{\lambda'\lambda} - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda'\lambda}, \quad (32)$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_{\lambda c'}^{1/2} &= \sum_c \beta_{\lambda c} [1 + (\pi K^0)^2]_{cc'}^{-1/2}, \\ \Gamma_{c'\lambda}^{1/2} &= \sum_c [1 + (\pi K^0)^2]_{c'c}^{-1/2} \beta_{c\lambda}, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\Gamma_{\lambda'\lambda} = \sum_{c'} \Gamma_{\lambda'c'}^{1/2} \Gamma_{c'\lambda}^{1/2}, \quad \Delta_{\lambda'\lambda} = \frac{\pi}{2} \sum_{c'c} \Gamma_{\lambda'c'}^{1/2} K_{c'c}^0 \Gamma_{c\lambda}^{1/2} - \quad (34)$$

вещественные величины, образующие матрицу  $\Gamma_{\lambda}^{\mu}$  (в виде столбца с рангом, равным числу каналов реакции  $C$ ) и  $T$ ,

$\Delta$  - квадратичные матрицы по  $\lambda$ . С использованием данных представлений элементов (31) (32) можно записать весьма общее выражение для  $S$  - матрицы (20) [10]:

$$S(E) = S^0(E) \dots$$

$$- i E^{i0} W^{1/2} \sum_{\lambda\lambda'} (\Gamma_{\lambda}^{\mu} \chi \Gamma_{\lambda'}^{\mu}) \langle \lambda' | \frac{1}{E - H_0 - V_{\text{тр}} + i\Gamma/2} | \lambda \rangle W^{1/2} E^{i0} \quad (35)$$

где  $(\Gamma_{\lambda}^{\mu} \chi \Gamma_{\lambda'}^{\mu})_{c'c} = \Gamma_{\lambda c'}^{\mu} \Gamma_{c\lambda}^{\mu}$ , а  $E^{i0}$  - диагональная матрица с элементами  $e^{i0}$ .

Энергетическая зависимость резонансных параметров определяется здесь структурой решений в непрерывном спектре, входящих в волновые функции каналов. Обычно при анализе резонансов в ограниченном интервале этой зависимости пренебрегают. Однако в средних по многим резонансам ширинах (силовых функциях) наблюдаемые характерные особенности по отношению к энергии (или к атомному номеру ядра) могут быть связаны в оболочечном подходе с резонансной структурой одночастичных решений в непрерывном спектре [21, 22, 4] (см. ниже).

Представление  $S$  - матрицы как разложения по волновым функциям модельного базиса позволяет провести дальнейшую дега-лизацию, используя концепцию эквидных состояний [23, I-4, II-13]. Наиболее просто это можно сделать в  $K$ -матрице (23) предполагая, что лишь для некоторых из модельных состояний дискретного спектра, обозначим их  $\lambda_c$ , матричные элементы перехода в канал  $C$  -  $\beta_{\lambda_c c}$  (24) отличны от нуля, остальные же  $C'c$  непосредственной связи с этим каналом не имеют. Точно также можно разбить весь набор связанных состояний на распадающиеся в канал реакции  $c' - \lambda_{c'}$ , которые в общем случае могут быть отличными от  $\lambda_c$ , и не имеющие выхода в этот канал состояний  $C'c'$ . В результате для элементов  $K$ -матрицы (23) будем иметь

$$TK_{c'c}(E) = T^0 K_{c'c}^0(E) + \frac{1}{2} \sum_{\lambda_{c'} \lambda_c} \beta_{c' \lambda_{c'}} (A^{\dagger})_{\lambda_{c'} \lambda_c} \beta_{\lambda_c c} \quad (36)$$

Представим матрицу  $A$  в блочной форме:

$$A = \begin{vmatrix} A_{gg} & A_{ge} \\ A_{eg} & A_{ee} \end{vmatrix},$$

где квадратная матрица  $A_{gg}$  составлена из элементов, соответствующих входным и распадающимся состояниям, а  $A_{ee}$  содержит элементы для состояний, не имеющих непосредственной связи с каналами  $S, S'$ . При таком представлении матрицы  $A$  блок обратной матрицы  $(A^{-1})_{gg}$  элементы которой входят в выражение для  $K_{c'e}$  (36) определяется одной из двух тождественных форм [24, 12]:

$$(A^{-1})_{gg} = (A_{gg} - A_{ge} A_{ee}^{-1} A_{eg})^{-1} \equiv \quad (37a)$$

$$\equiv \bar{A}_{gg} + \bar{A}_{gg} A_{ge} (A_{ee} - A_{eg} \bar{A}_{gg} A_{ge})^{-1} A_{eg} \bar{A}_{gg}. \quad (37b)$$

Использование последней формы приводит к  $K$ -матрице в виде суммы по всем уровням [12]:

$$\begin{aligned} \Pi K_{c'e} &= \Pi K_{c'e}^0 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda'_c \lambda_c} \beta_{c'\lambda'_c} (\bar{A}_{gg})_{\lambda'_c \lambda_c} \beta_{\lambda_c c} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{c'_1 c'_2} \gamma_{c'_1 c'_2} (A_{ee} - A_{eg} \bar{A}_{gg} A_{ge})^{-1}_{c'_1 c'_2 c_1 c_2} \gamma_{c_1 c_2}, \end{aligned} \quad (38)$$

где

$$\gamma_{c_1 c_2} = \sum_{\lambda_c} (A_{eg} \bar{A}_{gg})_{c_1 \lambda_c} \beta_{\lambda_c c_2} = \sum_{\lambda_c \lambda'_c} (A_{ee})_{c_1 \lambda_c \lambda'_c} (\bar{A}_{gg})_{\lambda'_c \lambda_c} \beta_{\lambda_c c_2} \quad (39)$$

имеет смысл  $K$ -матричных амплитуд резонансных ширины состояний  $c_1 c_2$ , не связанных непосредственно с каналом  $S$ . Матричные элементы  $(A_{eg})_{c_1 \lambda_c} = \langle c_1 | V_{Sg} | \lambda_c \rangle$  (16) характеризуют степень связи состояний  $c_1 c_2$  и  $\lambda_c$ , а элементы  $(\bar{A}_{gg})_{\lambda'_c \lambda_c}$  - резонансную зависимость ширины уровня  $c_1 c_2$  от энергии входных состояний  $E_{\lambda_c}$ . При использовании в выражении для  $K_{c'e}$  (36)

матрицы  $(A)_{rr}$  в форме (37a) получим сумму лишь по распадающимся состояниям, где однако при определенных значениях элементов матрицы  $A_{cc}$ ,  $A_{cc'}$ ,  $A_{c'c}$  будут возникать полюсы, соответствующие уровням  $\lambda_c$ ,  $\lambda_{c'}$ . Такое представление удобно для перехода к усредненным по узким резонансам элементам К-матрицы, где значения  $(A_{cc}, A_{cc'}, A_{c'c})_{\lambda_c', \lambda_c}$  замещаются соответствующими комплексными величинами [10-13, I-4] (см. приложение). Если входные  $\lambda_c$  и распадающиеся состояния в матрице  $A_{rr}$  различны, то очевидна дальнейшая детализация структуры элементов  $K_{cc}$ . Для этого в общем случае надо выделить состояния трех типов: распадающиеся одновременно в оба канала, распадающиеся в канал C и в канал C'. Соответственно, матрица  $A_{rr}$  (и  $A_{rr}^+$ ) может быть представлена в виде 9 блоков (3x3), причем блоки обратной матрицы выражаются относительно просто через блоки  $A_{rr}$  [24].

Более громоздкой оказывается процедура выделения входных и распадающихся состояний в элементах S-матрицы (36), где ширины (амплитуды ширины  $\Gamma_{\lambda_c}^{1/2}$  (33)) и элементы матрицы  $W^{1/2}$  в общем случае сложным образом включают в себя эффекты перерасеяния в непрерывном спектре из канала в канал. Если однако эти эффекты незначительны (недиагональные элементы  $K^0$  малы по сравнению с диагональными), либо вся комбинация  $(W^{1/2} \Gamma_{\lambda_c}^{1/2})_{cc'}$  приводит к отбору определенных состояний дискретного спектра  $\lambda_c$  ( $\lambda_{c'}$ ), то соответствующие преобразования элементов S-матрицы (35) во многом подобны рассмотренным выше для элементов  $K_{cc}(\epsilon)$ .

Действительно, найдем резонансную часть S-матрицы (35) в форме:

$$S^1 = S \cdot S^0 = -i e^{i\omega} (1 + i\omega K^0)^{-1} A(\epsilon) (1 + i\omega K^0)^{-1} e^{-i\omega} \quad (40)$$

Тогда дальнейшая детализация энергетической зависимости элементов  $S_{\lambda_c}$  при выделении входных и распадающихся состояний будет относиться только к элементам матрицы  $M_{cc}(\epsilon)$ :

$$M_{cc}(\epsilon) = \sum_{\lambda_c', \lambda_c} \beta_{c'\lambda_c'} (B^{-1})_{\lambda_c', \lambda_c} \beta_{\lambda_c, c} \quad (41)$$

отличаются от  $K_{c'c}(\epsilon)$  лишь определением матрицы  $B = A + \Delta + i\Gamma/2$  (21) (35). Разбивая матрицу  $B$  на блоки, аналогично  $A$ , и определяя обратную матрицу, соответствующую распадающимся состояниям  $B_{rr}^{-1}$  (37), получим две эквивалентные формы для энергетической зависимости элементов  $M_{c'c}(\epsilon)$  [12]:

$$M_{c'c}(\epsilon) = \sum_{\lambda_c, \lambda_{c'}} \beta_{c'\lambda_{c'}} (B_{rr} - B_{re} B_{ee}^{-1} B_{er})_{\lambda_{c'}\lambda_c}^{-1} \beta_{\lambda_c c} \equiv \quad (42a)$$

$$\sum_{\lambda_{c'}, \lambda_c} \beta_{c'\lambda_{c'}} (B_{rr}^{-1})_{\lambda_{c'}\lambda_c} \beta_{\lambda_c c} + \sum_{c''c'''} \tilde{\gamma}_{c''c'''} (B_{ee} - B_{er} B_{rr}^{-1} B_{re})_{c''c'''}^{-1} \tilde{\gamma}_{c''c}, \quad (42b)$$

где

$$\tilde{\gamma}_{c''c} = \sum_{\lambda_c} (B_{er} B_{rr}^{-1})_{c''\lambda_c}^{-1} \beta_{\lambda_c c}. \quad (43)$$

Пусть матрица  $B_{rr}$  содержит все распадающиеся состояния (для всех открытых каналов  $C$ ), тогда  $B_{er} = A_{er}$ ,  $B_{ee} = A_{ee}$ , а  $B_{rr} = A_{rr} + \Delta + i\Gamma/2$ . Добавляемая в формуле (42a) к  $B_{rr}$  матрица  $B_{re} B_{ee}^{-1} B_{er} = A_{re} A_{ee}^{-1} A_{er}$  при усреднении по большому числу уровней  $M_c(M_{c'})$  с использованием обычных в резонансной теории статистических предположений дает мнимую (диагональную) добавку к полной ширине  $\Gamma$  [10,12,13]:

$$(B_{re} B_{ee}^{-1} B_{er})_{\lambda_c \lambda_c} \approx -i \bar{\mathcal{D}}^{-1} |\langle \lambda_c | V_{rp} | c_c \rangle|^2 = -i W_c, \quad (44)$$

где  $\bar{\mathcal{D}}$  - среднее расстояние между уровнями  $c_c$ , а  $|\langle \lambda_c | V_{rp} | c_c \rangle|^2$  - среднее значение квадрата матричного элемента перехода из состояния  $\lambda_c$  в  $c_c$  в интервале усреднения. Это так называемая "ширина размазывания" распадающегося состояния по состояниям  $c_c$  [1-4,23]. Можно показать, что она равна сумме всех ширин уровней  $c_c$  в формуле (42b)

(по всем каналам  $C$ ) вблизи определенного состояния  $\lambda_c$ . Использование для  $M_{cc}(\epsilon)$  второй формы (426) приводит в общем случае к комплексным амплитудам  $\gamma_{cc}$  с резонансной зависимостью вблизи энергий  $E_{\lambda_c}$ . Полная ширина для резонансов  $M_c$  определяется здесь матричными элементами  $B_{cc}$   $B_{cc} = A_{cc} B_{cc} A_{cc}$ . Очевиден путь дальнейшей детализации структуры энергетической зависимости элементов  $M_{cc}(\epsilon)$  в случае, когда входные  $\lambda_c$  и распадающиеся  $\lambda'_c$  состояния различны. Здесь необходимо провести дальнейшее разделение матрицы  $B_{cc}$  на блоки, соответствующие различным типам состояний, с последующим определением блоков обратной матрицы.

Более простая форма параметризации энергетической зависимости матрицы  $S^i(\epsilon)$  получается при диагонализации матрицы  $B(\epsilon)$  (21). В этом случае в формуле (35) остается лишь однократная сумма по  $K$  (типа (26)), однако структура ширины оказывается весьма сложной: они становятся комплексными и, главное, зависящими друг от друга. Сложнее с физической точки зрения выделить входные состояния [23,4]. В соответствующих "S - матричных" схемах параметризации наблюдаемые сложные структуры в энергетической зависимости сечений описываются как суперпозиция отдельных брейт-виннеровских резонансов с некоторыми эффективными параметрами, в общем случае весьма сложным образом связанными с параметрами формализма K-матрицы [10-12]. Хотя для последнего энергетическая зависимость сечений получается сложной (она определяется как числом учитываемых в анализе уровней, так и характером их связи с непрерывным спектром) возможность непосредственной модели интерпретации наблюдаемых структур различного типа и их ширины дает предпочтение K-матричной схеме как при параметризации сечений, измеренных с хорошим разрешением в широком энергетическом интервале, так и в анализе усредненных по узким резонансам сечений [1-4, 11].

#### § 4. Выводы

Рассмотренная схема параметризации энергетической зависимости матрицы столкновений для однонуcleонных реакций является, по-видимому, наиболее общей как с точки зрения практического приложения к анализу наблюдаемых в эксперименте резонансных структур различного типа и интерференций между ними, так и для их физической интерпретации в рамках конкретной ядерной модели. Это достигается использованием при построении формализма недиагонализованного базиса, что приводит к  $R$ -матричной схеме параметризации, проблемы практического применения которой к анализу сочлений подробно исследованы в  $R$ -матричной теории [10].

Переход к последовательной схеме расчета параметров формализма состоит из ряда этапов, связанных с весьма обширными задачами теории ядра. Одна из основных — это моделирование волновых функций реальных состояний ядра-мишени (остаточного ядра), входящих в определение функций выбранного базиса  $|S\zeta_s\rangle$  и  $|\lambda\rangle$ . Использование модели независимых частиц с остаточным взаимодействием, или коллективной модели, приводит к различным схемам расчета матричных элементов переходов. Соответственно определяются матрица прямых процессов и входные состояния; последние могут интерпретироваться либо как частично-дырочные, либо как состояния типа нуклон плюс некоторое коллективное состояние ядра-мишени.

Следующий этап связан с определением одночастичных решений в непрерывном спектре. В нашем подходе резонансы непрерывного спектра входят неявно, через соответствующую энергетическую зависимость одночастичных решений. Существует несколько способов выделения этих резонансов в матрице столкновений: можно параметризовать энергетическую зависимость решений вблизи энергии отдаленного резонанса лоренцевской кривой с конечной разностной шириной [21, 22], другой путь — перевести эти резонансы в дискретный спектр, увеличив глубину потенциала  $U$  и пересопределив соответственно остаточное

взаимодействие  $V$  [25]. В последнем случае прямые процессы не будут проявлять резонансной зависимости, а энергетическая зависимость средних резонансных ширины будет иметь одночастичную структуру [1-4, 10-12].

Определив в явном виде набор базисных функций  $|\epsilon\epsilon_s\rangle$  и  $|\lambda\rangle$  и выбрав конкретную форму потенциала остаточного взаимодействия, можно вычислить матричные элементы отдельных переходов. Здесь возникают две принципиальные трудности; во-первых, определение потенциала остаточного взаимодействия для рассматриваемой задачи, что в общем основной момент любого микроскопического расчета, и во-вторых, необходимость антисимметризации волновой функции выделенного нуклона со всеми нуклонами остаточного ядра, что строго можно сделать лишь в базисе модели независимых частиц [1-6, 13, 26].

Таким образом, расчет матричных элементов переходов всегда в той или иной степени приближенный. По этой причине можно в расчете вместо  $V_{\nu\mu}$  использовать  $V$ . Как показывают численные оценки, учет перерасеяния в непрерывном спектре при расчете матричных элементов с  $V_{\nu\mu}$  необходим практически лишь в тех случаях, когда прямой переход по какому-либо причинам запрещен [20, 19, 27].

Приближенный характер прямых микроскопических расчетов никак не умаляет ценность общей схемы параметризации матрицы столкновений. Помимо исследований отдельных входных (аналогичных) резонансов и их расщепления по более узким состояниям, не имеющим прямого выхода в непрерывный спектр [2, 4, 23], эта схема может быть применена непосредственно для выделения прямых и резонансных процессов в однонуклонных реакциях, для анализа сечений, усредненных по узким резонансам и т.д. Во всех этих приложениях несомненным преимуществом рассмотренной схемы по сравнению с  $R$ -матричным, или  $S$ -матричным анализом является принципиальная возможность физической интерпретации определяемых из эксперимента параметров в рамках конкретной ядерной модели.

## ЛИТЕРАТУРА

1. MacDonald W., Mekjian A. *Phys.Rev.*, 160, 730, 1967.
2. Mekjian A., MacDonald W. *Nucl.Phys.*, 1968, A121, 305.
3. Mahaux C., Weidenmüller H.A. *Shell-Model Approach to Nuclear Reactions*. North-Holland Publ. Co., Amsterdam. 1969.
4. Bledsoe H., Tamura T. *Nucl.Phys.*, 1971, A164, 191.
5. Гольдберг М., Ватсон К. Теория столкновений. Изд-во "Сир", М., 1967, 160.
6. Weidenmüller H.A. *Nucl.Phys.*, 1966, 75. 189; 1968, A90, 269.
7. Balachov V.V., Kabachnik N.M. *Phys.Letters* 1967, 25B. 316.
8. Gillet V., Melkanoff M.A., Reynal J. *Nucl.Phys.*, 1967, A97, 631.
9. Wang W.L., Shakin C.M. *Phys.Rev.*, 1972, C5, 1898.
10. Лойн А.М., Томао Р. Теория ядерных реакций при низких и средних энергиях. И.Л., М., 1960.
11. Jane A.M., Robson D. *Phys.Rev.*, 1966, 151, 774; 1967, 161, 982; 1969, 178, 1715; 1969, 185, 1403.
12. Лукьянов А.А. ТМФ, 1971, 9, 308; ЯФ, 1972, 16, 88.
13. Feinbach H. *Ann.Phys.*, 1958, 5, 237; 1962, 19, 287, 1967, 43, 410.
14. Лукьянов А.А., Смирчкин Е.М. Феноменологическая теория ядерных реакций с нуклонами. Препринт ФЭИ-473, 1976.
15. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. Физматгиз, М., 1958.
16. Payne G.L., Schlessinger I. *Phys.Rev.*, 1970, C2, 1648.
17. Austern H. *Direct Nuclear Reactions Theories*. Wiley Interscience. N.Y., 1970.

18. Швинро Н.С. Теория прямых ядерных реакций. М., Атомиздат, 1963.
19. Glöckle W., Hüfner J, Weidenmüller H.A. Nucl. Phys. 1967, A90, 481.
20. Tamura T. Rev. Mod. Phys., 1965, 37, 679.
21. Балашов В.В. и др. ЯФ., 1965, 2, 643.
22. Unger H.J. Nucl. Phys., 1967, A104, 564.
23. Feshbach H., Kerman A.K., Lemmer R.H. Ann. Phys., 1967, 41, 230.
24. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. Изд-во "Наука", М., 1966, 60.
25. Perez J.D., MacDonald W.M. Phys. Rev., 1969, 182, 1066.
26. Ernst D.J., Shakin C.M., Thaler P.M., Weiss D.L. Phys. Rev., 1973, C8, 46; 1973, C8, 2056.
27. Престон М. Физика ядра. Изд-во "Мир". М., 1964.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ ОЦЕНКИ  
СРЕДНИХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЖЕЛЕЗА

В.М.Бичков, В.В.Возяков, А.Г.Довбанко, А.В.Игнатюк,  
В.И.Луцев, В.Г.Проняев, В.С.Шорин

Abstract - Аннотация

APPLICATION OF THE THEORETICAL MODELS TO EVALUATION OF  
AVERAGE NEUTRON CROSS-SECTIONS OF IRON. Application of  
the theoretical models to evaluation tasks allows to obtain  
a selfconsistent description of the nuclear reaction cross-  
sections. Possibilities of these models for application to  
evaluation of the average neutron cross-sections of  $^{56}\text{Fe}$   
in the energy region of 1-15 MeV have been investigated in  
this paper.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ ОЦЕНКИ СРЕДНИХ  
НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЖЕЛЕЗА. Привлечение теоретических моде-  
лей к задачам оценки позволяет получить самосогласованное  
описание сечений различных ядерных реакций. В данной работе  
изучены возможности применения таких моделей к оценке сред-  
них сечений взаимодействия нейтронов с ядром  $^{56}\text{Fe}$  в об-  
ласти энергий 1 - 15 Мэв.

## § I. Введение

Под оценкой сечений различного типа ядерных реакций понимается обычно критический анализ результатов экспериментов и теоретических расчетов с последующей выдачей рекомендованных значений. Существуют разные подходы к оценке ядерных данных. В первую очередь, оценка строится на основе имеющейся экспериментальной информации по рассматриваемому типу реакций. При отсутствии подобной информации для данного ядра или данной области энергий обычно прибегают к интерполяции или экстраполяции хода сечений, опираясь на данные для соседних ядер и близлежащую область энергий. В этом случае оказывается чрезвычайно полезной дополнительная информация, основанная на нашем понимании физической природы протекающих процессов. Привлечение теоретических моделей к задачам оценки существенно повышает надежность рекомендованных данных, и во многих случаях может дать дополнительные критерии для отбора противоречивых экспериментальных данных.

Наиболее разработанными в настоящее время являются теоретические модели, использующие понятие среднего сечения, то есть предсказывающие энергетическую зависимость сечения, усредненного по резонансной и промежуточной структуре. Условие применимости подобных моделей определяется неравенством:

$$\Gamma/D \gg 1 \quad \text{или} \quad \Delta E \gg D,$$

где  $\Gamma$  - характерная ширина структур и  $D$  - расстояние между ними,  $\Delta E$  - экспериментальное энергетическое разделение. Для средних и тяжелых ядер в реакциях с нейтронами это

условия обычно выполняемы при энергиях нейтронов  $> 1$  Мэв. Анализ средних сечений, по-видимому, необходим также в качестве первого шага любой оценки, так как он позволяет сопоставить результаты экспериментов, проведенных при разных энергиях и о различных разрезах, и привлечь к анализу данного сечения, используя соответствующие теоретические соотношения, всю дополнительную информацию, которая извлекается из более широкого круга ядерных данных.

В настоящей работе на примере ядра  $^{56}\text{Fe}$  исследованы возможности применения различных теоретических моделей к оценке нейтронных сечений в области энергий  $E_n = 1 + 15$  Мэв. Ядро  $^{56}\text{Fe}$  относится к группе ядер среднего атомного веса, для которых характерны большие расстояния между  $s$ -резонансами ( $\bar{D} \approx 25$  кэв) и сильные флуктуации сечений относительно среднего хода вплоть до  $E_n \approx 3$  Мэв. Возможно, эти флуктуации отражают эффекты промежуточной структуры, на которую указывают сильные флуктуации  $s$ -нейтронных силовых функций для ядер в области  $3s$ -гигантского резонанса. Низкие значения  $\rho$  - нейтронных силовых функций

$(0,05 + 0,3) \cdot 10^{-4}$  и отличие полных радиационных ширины  $\Gamma_r$  для состояний различной четности указывает, что при низких энергиях индивидуальные свойства ядер этой области сильно выделены на фоне средних характеристик ядер. При энергии  $E_n > 3$  Мэв флуктуации в сечениях заметно сглаживаются. Поэтому параметры используемых теоретических моделей могут заметно отличаться для области энергий  $E_n < 3$  Мэв и энергии  $E_n > 3$  Мэв.

По механизму протекания процессы взаимодействия нейтрона с ядрами можно разделить на два типа: процессы, идущие через составное ядро, и прямые процессы. Естественно, модели для энергетического описания этих процессов существенно отличаются. Ниже мы кратко рассмотрим также модели и обсудим используемые в них параметры.

## § 2. Процессы, протекающие через составное ядро

Большая часть экспериментальных данных по нейтронным сечениям относится к области энергий  $E_n \leq 7$  Мэв, где доминирующими являются процессы, протекающие через составное ядро. Описание таких процессов в статистической теории ядерных реакций основано на гипотезе о осуществлении долгоживущих состояний составного ядра, способ распада которых не зависит от способа их образования. Вероятность образования составного ядра с заданными интегралами движения (энергией, угловым моментом и четностью) можно найти с помощью экспериментальных значений силовых функций или вычислить в рамках оптической модели. Вероятность распада составного ядра может быть выражена через вероятность обратного процесса и тем самым также может быть выражена через коэффициенты прилипания оптической модели.

Для расчета сечений реакций  $(n, n')$ ,  $(n, p)$  и т.п., возбуждающих низколежащие уровни остаточного ядра с идентифицированной энергией  $E_k$ , спином  $I_k$  и четностью  $\pi_k$ , обычно пользуются модифицированные Молдауэром соотношения Хауэра-Фешбаха /1,2/

$$\sigma_{n\alpha}(E) = \frac{\pi}{2k^2} \sum_{j,j'} (2j+1) \left\{ \theta_{ij\pi}^{(n)}(E) \frac{\sum_{\alpha} \theta_{\alpha j'\pi}^{(\alpha)}(E_n) S_{\alpha j'}^{\pi}}{\sum_{\alpha} \theta_{\alpha j''\pi}^{(\alpha)}(E-E_k)} - \left( \frac{\theta_{ij\pi}^{(n)}}{2} \right)^2 \delta_{n\alpha} \right\} \quad (1)$$

Здесь  $S^{\pi\alpha}$  — поправка на флуктуацию нейтронных ширин,  $\delta_{n\alpha}$  — символ Кронекера и  $\alpha$  — индекс выходного канала. Модифицированные коэффициенты прилипания  $\theta_{ij\pi}^{(\alpha)}$  связаны со средними резонансными параметрами  $\Gamma_{\alpha ij}^{\pi}$  и  $D^{\pi}$  соотношением

$$\theta_{ij\pi}^{(\alpha)} = 2\pi \Gamma_{\alpha ij}^{\pi} / D^{\pi} \quad (2)$$

Их можно также связать с коэффициентами прилипания  $T_{ij}^{\pi}$  оптической модели

$$\theta_{ij\pi}^{(\alpha)} = \frac{2}{a_c} [1 - (1 - a_c T_{ij}^{\pi})^{1/2}] \quad (3)$$

где  $\Theta_c$  - безразмерный параметр, характеризующий гетероэпифизию сфериче- резонансных структур ( $0 \leq \Theta_c \leq 1$ ) [3]. Этот параметр близок к единице для малого числа открытых каналов  $n$ , по- мере того, как этот число  $n$  нулю с увеличением числа конкурирующих каналов резонанса составного ядра.

Так как схема уровней ядра известна только в области низ- ких энергий возбуждения, то при более высоких энергиях возбу- ждения невозможно статистическое описание спектра состояний возбужденного ядра. В этой области соотношение (1) для сечений возбуждения уровней в интервале энергий  $E_x \div E_x + \Delta E_x$  можно за- писать в виде

$$\sigma_{n,x}^{(n)}(E) = \frac{\sigma_c}{2k_n^2} \sum_{l_j} (2l_j+1) \frac{T_{l_j J_x}^{(n)}(E) \sum_{l_k} T_{l_k J_x}^{(x)}(E-E_x) \rho_{l_k r_x}(E_x) \Delta E_x}{\sum_{k,l_j} \int_{E_{min}}^{E_x} dE_k T_{l_k J_x}^{(k)}(E-E_k) \rho_{l_k r_k}(E_k) + \sum_{l_k l_j} T_{l_k J_x}^{(k)}(E-E_k)} \quad (4)$$

где  $\rho_{l_k r_k}(E_k)$  - плотность уровней остаточного ядра. При большом числе открытых каналов резонанса поправками на флуктуацию и кор- рекциями ядра можно пренебречь. Для расчета сечений возбужде- ния составных уровней в присутствии конкуренции со стороны уровней по неагрегированные уровни в формуле (4) следует использо- вать

$$\rho_{l_k r_k}(E_k) \Delta E_k = 1$$

Основной проблемой, определяющей энергетическую зависи- мость функций возбуждения (4) в широком диапазоне энергий, яв- ляется плотность уровней ядра. Ее вычисление обычно проводится в рамках соотношений в модели ферми-газа с феноменологическим учетом остаточного взаимодействия нуклонов [3].

$$\rho_{l_k r_k}(U_k) = \frac{2l_k+1}{24\pi^2 \alpha^3 (U_k)^{3/2} G^3} \exp\left\{2(\alpha U_k)^{1/2} - \frac{(l_k+1/2)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (5)$$

где  $\alpha$  - параметр, зависимость плотности уровней от которого, в соответствии с формулой (5), тогда как зависимость плотности уров- ней от удельного момента - параметром  $\sigma^2$ . Так как параметр

$\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} \overline{m^2} \sqrt{\alpha U^*}$  сам зависит от энергии возбуждения, то при анализе экспериментальных данных чаще закрепляют в качестве параметра величину  $\overline{m^2} \approx 0,24 A^{2/3}$ , и в этом случае поведение  $\rho(U, J)$  определяется одним параметром  $\alpha$ . Зависимость плотности уровней от четности числа нуклонов в модели ферми-газа учтена за счет введения эффективной энергии возбуждения  $U^* = U - \delta$ , где  $\delta$  - феноменологическая поправка на спаривание нуклонов. Обычно эту поправку отождествляют с четно-нечетными различиями формулы масс [3]. Однако, проведенный в последние годы анализ обширного экспериментального материала по плотности уровней ядер среднего атомного веса ( $A \leq 70$ ) показал, что для корректного описания в модели ферми-газа энергетической зависимости плотности уровней необходимо изменить определение этой поправки и выбирать ее в виде "обратного смещения" /4/. Эмпирический выбор такого "обратного смещения" и введение энергетической зависимости параметра  $\alpha$  /5/ позволяют успешно использовать соотношения модели ферми-газа (5) для описания плотности уровней в широком диапазоне энергий возбуждения.

Для расчета сечений радиационного захвата нейтронов коэффициенты  $\theta_{J\pi}^{(\alpha)}$  или  $T_{J\pi}^{(\alpha)}$  в соотношениях (1) и (4) должны быть взяты в виде

$$\theta_{J\pi}^{(r)} = T_{J\pi}^{(r)} = 2\pi \Gamma_{\gamma}^{J\pi} (B_n + E_n) \rho_{J\pi}(B_n + E_n), \quad (6)$$

где  $B_n$  - энергия связи нейтрона и  $\Gamma_{\gamma}$  - полная радиационная ширина. Так как при каскадном испускании  $\delta$  - квантов возможны процессы типа  $(n, \gamma n')$ , то для расчета сечения радиационного захвата в числителе соотношений (1) и (4) должна стоять не полная радиационная ширина, а радиационная ширина захвата

$$\Gamma_{\gamma c}^{J\pi} = \Gamma_{\gamma}^{J\pi} \epsilon(E_n) \quad (7)$$

Коэффициент  $\epsilon(E_n) \leq 1$  учитывает уменьшение ширины захвата по сравнению с полной радиационной шириной. При вычислениях удобно нормировать радиационные ширины на экспериментальное значение средних резонансных параметров  $\Gamma_{\gamma n \delta n}(B_n)$  и плотности нейтронных резонансов  $\rho_{n \delta n}(B_n)$ , то есть использовать соотношение

$$\Gamma_{\gamma}^{2n}(\beta_n + E_n) \Gamma_{\gamma}^{2n}(\beta_n + E_n) = \Gamma_{\text{набл}}(\beta_n) \rho_{\text{набл}}(\beta_n) \frac{2J+1}{2(2I_n+1)} E_n^{-1} (E_n) \quad (8)$$

В предположении дипольного характера  $\beta$  - переходов коэффициент энергетической зависимости радиационных ширины  $\Gamma_{\gamma}$  и  $\Gamma_c$  имеет вид /9/

$$E(E_n) = \frac{\int_0^{\beta_n} E_{\gamma}^3 f(E_{\gamma}) \rho(\beta_n - E_{\gamma}, 0) dE_{\gamma}}{\int_0^{\beta_n + E_n} E_{\gamma}^3 f(E_{\gamma}) \rho(\beta_n + E_n - E_{\gamma}, 0) dE_{\gamma}} \quad (9)$$

$$E(E_n) = \frac{\int_{E_n}^{\beta_n + E_n} E_{\gamma}^3 f(E_{\gamma}) \rho(\beta_n + E_n - E_{\gamma}, 0) dE_{\gamma}}{\int_0^{\beta_n + E_n} E_{\gamma}^3 f(E_{\gamma}) \rho(\beta_n + E_n - E_{\gamma}, 0) dE_{\gamma}}$$

Фактор  $f(E_{\gamma})$  учитывает зависимость усредненного матричного элемента дипольных гамма-переходов от энергии гамма-лучей, обычно его выбирают в виде лоренцевой зависимости, аппроксимирующей сечение фотопомощения для гигантского дипольного резонанса,

$$f(E_{\gamma}) = \frac{E_{\gamma} \Gamma_1^2}{(E_{\gamma}^2 - \omega_1^2)^2 + \omega_1^2 \Gamma_1^2} \quad (10)$$

где  $\omega_1$  и  $\Gamma_1$  - энергия и ширина резонанса.

Однокаскадное приближение резонансной ширины захвата (9) справедливо только для не слишком больших энергий нейтрона  $\leq 1,5$  Мэв. При более высоких энергиях рассмотрение конкуренции нейтронных и радиационных ширины на каждом каскаде гамма-переходов необходимо проводить корректно. Подробное описание соотношений, используемых для такого рассмотрения, дано в работах /7/, и вычисление сечения радиационного захвата в области энергий  $E_n > 2$  Мэв проводилось с помощью программ, созданных авторами этих работ.

### § 3. Результаты расчетов в статистической модели ядерных

#### реакций

С ростом энергии падающих нейтронов в сечениях реакций становится заметным вклад прямых процессов. Самым простым и

давно известным процессом является потенциальное упругое рассеяние, которое достаточно хорошо можно описать в рамках оптической модели ядра со сферическим локальным потенциалом

$$V(r) = -(V_0 + W_0) f(r, a_v) + 4i a_s w_s \frac{df(r, a_s)}{dr} + V_{so} \frac{\lambda^2}{r} (\vec{l}, \vec{s}) \frac{df(r, a_s)}{dr}, \quad (11)$$

где  $f(r, a) = [1 + \exp\{(r - R)/a\}]^{-1}$ ,  $R = r_0 A^{1/3}$ .

Широкое применение оптической модели ядра объясняется тем, что она позволяет вычислять не только полное сечение и сечение потенциального упругого рассеяния, но и сечение всех реакций, идущих через составное ядро, и, соответственно, коэффициенты прелиминации  $T_{ij}(E)$ , необходимые в статистической теории реакций.

Сферическая оптическая модель является простейшей одноканальной моделью, где эффекты всех остальных открытых (и закрытых) каналов учитываются введением мнимой части потенциала. Более широкие возможности для расчета прямых процессов дает многоканальная обобщенная оптическая модель или метод связанных каналов /8/. В данной работе метод связанных каналов использовался для вычисления сечений прямого возбуждения первого  $2^+$ -уровня. В рамках феноменологической коллективной модели этот уровень можно представить как квадрупольное колебание поверхности ядра, определяемой радиусом  $R(\theta, \varphi)$ , и взаимодействие налетающего нейтрона с ядром описать с помощью обобщенного оптического потенциала

$$V(r, \theta, \varphi) = V(r) + V_{\text{coupl}}(r, \theta, \varphi), \quad (12)$$

где  $V(r)$  - сферическая часть потенциала и  $V_{\text{coupl}}$  - потенциал взаимодействия (связи) рассматриваемых каналов неупругого рассеяния, зависящий от азимутальных углов  $\theta$  и  $\varphi$ .  $V_{\text{coupl}}$  можно представить в виде разложения по параметрам  $\beta_2$ , характеризующим квадрупольную динамическую деформацию ядра. Для вычисления сечений и угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов с возбуждением  $2^+$ -уровня были использованы программы, описанные в работе /9/.

Метод связанных каналов практически реализован только для небольшого числа каналов, связь между которыми можно описать в рамках простых коллективных моделей. Для описания прямых процессов, протекающих с возбуждением более высоких уровней ядра целесообразно использовать метод искаженных волн в Борновском приближении (ИВВ) /10/. Применение этого приближения в данном случае вполне оправдано, так как связь каналов реакций, возбуждающих более высокие уровни, значительно слабее, чем при возбуждении нижайшего вибрационного  $2^+$ -уровня.

В Борновском приближении сечение прямого процесса можно представить в виде произведения двух факторов  $d\sigma/d\Omega = \mathcal{G}(\theta) \cdot \mathcal{S}$  где  $\mathcal{G}(\theta)$  - описывает угловое распределение продуктов реакции и определяется кинематикой реакции, тогда как  $\mathcal{S}$  содержит информацию о структуре начального и конечного состояний и определяет абсолютную величину сечения. Так как с ростом энергии возбуждения быстро усложняется структура ядерных состояний, то задача описания прямых реакций с возбуждением высоколежащих уровней ядра сталкивается со значительными трудностями моделирования природы таких состояний. Однако, при анализе спектров, неразрешенных по уровням остаточного ядра, этих трудностей, по-видимому, можно избежать. Так как прямые процессы возбуждают в ядре только простые типы движений, например, коллективные степени свободы при неупругом рассеянии, то спектроскопический фактор  $\mathcal{S}$  будет определяться вкладом простого движения заданного типа в волновые функции начального и конечного состояний. В опытах с плохим разрешением (силовые спектры неупруго рассеянных нейтронов) наблюдаемое сечение прямого процесса пропорционально сумме спектроскопических факторов конечных состояний, и при достаточно большом числе уровней, то есть плохом разрешении, эта сумма равна вероятности возбуждения чистой коллективной степени свободы. Таким образом интегральный вклад прямых процессов в спектры неупруго рассеянных нейтронов будет определяться в ИВВ вероятностью возбуждения всех энергетически возможных однофононных состояний.

Мы использовали такой подход для вычисления вклада прямых процессов в жесткую часть спектров неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 7,9 и 14 Мэв. Для построения фононов была взята полумикроскопическая модель, в которой учтены остаточные взаимодействия мультиполь-мультипольного типа и карише корреляции нуклонов /11/. При расчете сечений были использованы соотношения ИВЭИ без учета спин-орбитального взаимодействия в оптическом потенциале

$$\frac{d\sigma_{nn'}}{d\Omega} = \frac{1}{E_n^2 E_{n'}^2} \cdot \sum_M \left| \sum_{\ell \ell'} \langle i_1 \ell \ell' | (t_0 t_0' | L_0) (t_0 t_0' | M L M) Y_{\ell' M}^*(\theta, 0) \times \right. \\ \times \left[ \sum_{j_1 j_2} \langle j_1 \frac{1}{2} j_2 \frac{1}{2} | L_0 \rangle \sqrt{\frac{(2j_1+1)(2j_2+1)}{4\pi(2L+1)}} \frac{E_{j_1} + E_{j_2}}{(E_{j_1} + E_{j_2})^2 - E_L^2} (U_{j_1} V_{j_2} + U_{j_2} V_{j_1})^2 \times \right. \\ \left. \left. \times \frac{\langle j_1 || L^L Y_{L_0} w_L || j_2 \rangle}{\sqrt{2N_L}} \langle j_2 || \gamma_L || j_2 \rangle \right] \times \left. \int_0^\infty r^2 dr \chi_{\ell}^*(k, r) \chi_{\ell'}(k, r) \right|^2 \quad (14)$$

Выражение в квадратных скобках является фактором рассматриваемого перехода в полумикроскопической модели (используемые обозначения общеприняты /11/),  $\chi_{\ell}$  и  $\chi_{\ell'}$  - радиальные волновые функции оптической модели.

Потенциал взаимодействия налетающего нейтрона с нуклонами ядра-мишени взят вигнеровского типа с радиальной зависимостью в форме Гаусса. Амплитуда такого эффективного потенциала существенно зависит от ширины базиса, используемого для описания структурных состояний ядра-мишени. Принятые в наших расчетах амплитуды  $V_{nn} = -17$  Мэв и  $V_{np} = -26$  Мэв были найдены из анализа сечений прямого возбуждения нейтронами с энергией 14 Мэв нижайших вибрационных  $2^+$  состояний в ядрах  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ .

Для расчета сечений радиационного захвата нейтронов в области энергий  $E_n > 10$  Мэв, где доминируют прямые процессы, мы использовали модель прямого-полупрямого захвата /12/. В этой модели пря-

ной ядра рассматривается как непосредственный переход нейтрона из состояния непрерывного спектра  $|l_j\rangle$  в связанное одночастичное состояние  $|l'_j\rangle$ , а полупрямой — как переход в это же состояние через промежуточное коллективное состояние (одночастичное + гигантский EI — резонанс). Парциальное сечение зависит в таком подходе можно представить в виде

$$\sigma_{lj} = \frac{4\sqrt{2}\pi}{9} \left(\frac{Ze}{A}\right)^2 \frac{\mu^{1/2}}{\hbar^2 c^3} \frac{E_n^3}{E_n^{1/2}} \sum_{l'_j} (2j'+1) S_{jj'} D_{l'_j l_j}^2 F_{l'_j l_j} \quad (15)$$

где  $S_{jj'}$  — геометрический множитель,  $D_{l'_j l_j} = \langle l'_j | r | l_j \rangle$  — радиальный матричный элемент одночастичного перехода и  $F_{l'_j l_j}$  — коэффициент усиления одночастичного перехода за счет коллективных эффектов. Конкретные соотношения для коэффициента  $F_{l'_j l_j}$  зависят от модели, используемой для описания гигантского дипольного резонанса, более подробно соотношения и параметры данной модели рассмотрены в работе /13/.

#### § 4. Краткий обзор имеющихся экспериментальных данных

Оценка, проведенная в настоящей работе, базируется на экспериментальных данных по нейтронным сечениям как для ядра  $^{56}\text{Fe}$ , так и для естественного железа, так как природное железо содержит 91,68% изотопа  $^{56}\text{Fe}$ .

В настоящее время имеется большое количество экспериментальных данных по полному сечению железа  $^{56}\text{Fe}$ , на основе которых был сделан ряд оценок КРДАК /14/, BNL /15/ и оценка Филиппова /16/. Усреднение с интервалом 600 кэВ в диапазоне энергий  $E_n = 3,5 + 15$  МэВ результаты различных оценок согласуются между собой с точностью  $2 + 3\%$ . В области  $E_n < 3,5$  МэВ полные сечения испытывают сильные флуктуации, что естественно затрудняет анализ их.

Из многочисленных измерений угловых распределений упруго рассеянных нейтронов было отдано предпочтение работам, выполненным методом времени пролета (табл. I). Данные Холмквиста при

$E_n = 3$  Мэв хорошо согласуются с измерениями Цукады при  $E_n = 3,26$  Мэв. При  $E_n = 7,05$  и  $E_n = 8,05$  Мэв угловые распределения, полученные Холмквистом, согласуются по форме с данными Кинней при  $E_n = 7,55$  Мэв, но идут значительно ниже при малых углах рассеяния и имеют более высокие интерференционные минимумы.

Таблица 1

Экспериментальные данные по угловым распределениям упруго рассеянных нейтронов, используемые в данной работе

А в т о р	Энергия нейтронов (Мэв) (лаб. система)	Образец
Холмквист /17/	3,0; 4,0; 4,56; 7,05; 8,05	Естественное
Кинней /18/	5,0; 6,53; 7,55	$^{56}\text{Fe}$
Гуртовой /19/	14,0	$^{56}\text{Fe}$
Цукада/20/	3,26	$^{56}\text{Fe}$

Данные по полному сечению неупругих процессов  $\sigma_{\text{non}}(E_n)$  в области  $E_n > 3$  Мэв /15/ имеют достаточно высокую точность 3-5%.

Имеется большое число экспериментальных данных /14,15/ по функциям возбуждения в неупругом рассеянии как отдельных уровней с энергией  $E_n - E_n' < 2,9$  Мэв, так и неразрешенных групп уровней ( $E_n - E_n' > 2,9$  Мэв). Измерения проведены в области энергий нейтронов вплоть до  $E_n = 8$  Мэв. Спектры неупруго рассеянных нейтронов в настоящее время измерены при энергиях  $E_n = 7$  Мэв /21/, 9 Мэв /22/ и 14 Мэв /23,24,25/. Заметим, что трудности, связанные с разделением пика упруго рассеянных нейтронов при измерениях методом времени пролета, приводят к существенной неопределенности в жесткой части спектра.

Экспериментальная информация по сечениям захвата довольно скудна. В области  $E_n = 150 + 1500$  кэв имеются данные Ливена и др. /26/ (многоэнергетические нейтроны, техника времени пролета), точность которых  $\pm 20\%$ . Данные Шапарт и др. /27/ нормированы к работе Ливена при  $E_n = 400$  кэв. При энергии  $E_n = 14,1$  Мэв имеются данные группы Цвелбара и др. /23/ с точностью  $\pm 20\%$ . Имеется большое число экспериментальных данных для сечения реакции  $(n,p)$ , которая собрана в работе /29/. Следует отме-

тить хорошее согласие данных различных авторов.

В настоящее время отсутствуют прямые измерения интегральных сечений реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, \alpha)$ . Существующие данные по сечению реакции  $(n, 2n)$ , полученные путем выделения из измеренных спектров спектра порогового нейтрона /30/, не обладают высокой точностью. По-видимому, аналогичное заключение следует сделать о точности оценки сечений реакции  $(n, 2n)$ , полученных на основе полумпирических методов систематики данных /31/.

## § 5. Выбор параметров моделей и результаты расчетов

### А. Параметры оптической модели

Экспериментальные данные по полному сечению, упругому рассеянию и сечениям полного неупругого рассеяния использовались для выбора параметров оптической модели ядра. Найденные параметры затем применялись в теоретических моделях для расчета нейтронных сечений  $\sigma_{nn}^{(k)}$ ,  $\sigma_{nr}$ ,  $\sigma_{np}$ ,  $\sigma_{nd}$ .

Параметры оптического потенциала находились минимизацией функционала  $\chi^2$ , которая осуществлялась программой поиска оптимальных параметров сферического потенциала  $V(r)$  /32/.

$$\chi^2 = \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} \left\{ \left[ \frac{\sigma_i^p(E_i) - \sigma_i^{calc}(E_i)}{\Delta \sigma_i^{calc}(E_i)} \right]^2 + \frac{1}{N_1} \sum_{k=1}^{N_1} \left[ \frac{\sigma_{el}^p(E_i, \theta_k) - \sigma_{el}^{calc}(E_i, \theta)}{\Delta \sigma_{el}^{calc}(E_i, \theta)} \right]^2 \right\} \quad (16)$$

Здесь  $N_0$ ,  $N_1$  - число экспериментальных точек, индекс (эк) обозначает экспериментальные сечения, (р) - расчетные;

$\sigma_{el}(E, \theta)$  - дифференциальные сечения упругого рассеяния под углом  $\theta$ ;  $\Delta \sigma^{calc}$  - ошибка экспериментального сечения. При анализе экспериментальных данных по угловым распределениям из работы /17/ при  $E_n > 4$  Мэв обнаружено расхождение в интегральных сечениях  $\sigma_{el}$ , которое носит систематический характер (табл.2). Поэтому в процессе поиска параметров использовались угловые распределения ненормированные к величине  $\sigma_{el} = \sigma_{tot} - \sigma_{non}$ .

Таблица 2

Средние значения интегральных сечений  $\Sigma_{el}$ , полученных прямым измерением /17/ и как разность между полным сечением и суммарным сечением всех неупругих процессов

E (Мэв)	4,0	4,56	7,05	8,05
$\Sigma_{el} = \Sigma_{tot} - \Sigma_{non}$ (барн)	2,18	2,27	2,09	1,98
$\Sigma_{el}^{экс}$ /17/ (барн)	2,14	2,10	1,80	1,76

На первом этапе процесса поиска сечение упругого рассеяния через составное ядро оценивалось заранее, причем угловое распределение принималось изотропным. Найденные при этих предположениях предварительные параметры оптического потенциала были использованы для расчета сечения упругого рассеяния по статистической теории. Затем процедура подгонки параметров повторялась уже с использованием расчетных сечений. В результате были найдены следующие оптимальные параметры:

$$\begin{aligned}
 V_0 &= (49,4 - 0,26 \cdot E) \text{ Мэв}; & a_v &= 0,63 \text{ фм}, \\
 W_0 &= 0,02 \text{ Мэв}; & a_s &= 0,47 \text{ фм}, \\
 W_s &= (6,2 + 0,3 \cdot E) \text{ Мэв}; & r_0 &= 1,25 \text{ фм}, \\
 V_{i,0} &= 7,5 \text{ Мэв}.
 \end{aligned}$$

Вычисленное с этими параметрами полное сечение  $\Sigma_{tot}$  приведено на рис. 1 вместе с усредненной по интервалу 0,6 Мэв рекомендованной кривой из библиотеки КЭБЛАНК /14/ и аналогичной кривой из BNL-325 /15/.

Ниже 3 Мэв в рамках оптической модели не удастся достаточно хорошо описать средний ход полного сечения. Расчетное значение силовой функции для s-нейтронов ( $S_0 = 3,7 \cdot 10^{-4}$ ) также значительно выше экспериментальной величины  $S_0^{эк} = 1,6 \cdot 10^{-4} / 33$ , хотя оно и находится в хорошем согласии со средним значением силовой функции для группы ядер вблизи железа /34/. Поэтому при расчете сечений возмущения уровней при неупругом рассеянии из-

В работе были перенормированные коэффициенты проницаемости. Они были выбраны так, чтобы при энергии  $E_n = 100$  кэв соответствовали экспериментальным силовым функциям, а при энергии  $E_n = 3$  Мэв плавно сливались с коэффициентами проницаемости оптической модели с параметрами (17). Полное сечение при  $E_n < 3$  Мэв получалось как сумма сечения потенциального рассеяния, вычисленного в модели с оптимальными параметрами и сечения всех неупругих процессов, вычисленного с перенормированными коэффициентами проницаемости.

При расчетах с несферическим потенциалом (13) были использованы величины  $\beta_2 = 0,24$  и  $\beta_4 = 0,35$ . Параметр  $W_3$  был увеличен на 15-20%, чтобы получить то же значение  $\sigma_{tot}$ . Вычисления углового распределения упругого рассеяния и неупругого рассеяния на первом уровне  $2^+$  показаны на рис. 2. Там же приведены вклады процессов, идущих через составное ядро. Коэффициенты разложения этих дифференциальных сечений по полиномам Лежандра приведены в таблицах 3 и 4.

### Б. Описание функций возбуждения дискретных уровней

Функции возбуждения дискретных уровней при неупругом рассеянии нейтронов весьма чувствительны к выбранной схеме уровней. Искомого информация по спектрометрическим характеристикам уровней ядра  $^{56}\text{Fe}$  собрана в работе /35/, причем для некоторых уровней значення спин и четности известны неоднозначно. В настоящей работе критерием выбора величин  $I^*$  для малоизученных уровней служило условие наилучшего описания экспериментальных данных по функциям возбуждения этих уровней. Используемая схема уровней приведена в табл. 5. Результаты расчетов по статистической теории вместе с имеющимися экспериментальными данными /14,15/ показаны на рис. 3 и в таблице 6. Для сечения возбуждения первого  $2^+$  уровня даны вклады прямого процесса. Заметим, что исполь-

Таблица 3

Коэффициенты разложения угловых распределений упруго рассеянных нейтронов  
по полиномам Лежандра

$$\frac{d\sigma_{el}(\mu = \cos\theta)}{d\Omega} = \frac{\sigma_{el}}{4\pi} \left[ 1 + \sum_{l=1}^{\infty} B_l P_l(\mu) \right]$$

значения  $\sigma_{el}$  приведены в таблице

$E_n$ (MeV) \ $l$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
3,26	1,60	2,08	1,69	0,90	0,055	0,015								
5,0	2,26	2,86	2,85	2,13	1,01	0,47	0,16	0,043						
6,53	2,41	3,18	3,20	2,64	1,54	0,76	0,27	0,064	0,013					
7,55	2,49	3,37	3,49	3,02	1,95	1,10	0,47	0,15	0,038	0,012				
10,0	2,55	3,60	3,93	3,67	2,75	1,83	1,07	0,52	0,22	0,047	0,054			
12,0	2,57	3,66	4,14	4,00	3,23	2,26	1,48	0,83	0,34	0,015	0,046	0,035	0,018	
14,0	2,50	3,63	4,30	4,48	4,02	3,28	2,59	1,93	1,18	0,152	0,260	0,120	0,357	0,021

Таблица 4

Коэффициенты разложения угловых распределений нейтронов неупруго рассеянных на первом возбужденном уровне  $^{56}\text{Fe}$  (0,845 Мэв,  $2^+$ ) по полиномам Лежандра

$$\frac{d\sigma_{\text{н}}(\mu, \cos\theta)}{d\Omega} = \frac{\sigma_{\text{н}}}{4\pi} \left[ 1 + \sum_{l=2} B_l P_l(\mu) \right]$$

Значения  $\sigma_{\text{н}}$  приведены в таблице (расчеты проведены в рамках обобщенной оптической модели с сильной связью каналов)

$E_n$ (Мэв)	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II	I2	I3	I4
3,26	0,112	0,139	0,075	0,052	-0,031	0,027								
5,0	0,183	0,233	0,258	0,011	-0,158	0,011	0,035	0,013						
6,53	0,319	0,343	0,347	-0,022	-0,087	0,021	0,096	0,006	-0,017					
7,55	0,499	0,473	0,354	-0,092	-0,135	-0,094	0,060	0,016	0,026	0,013				
10,0	0,563	0,471	0,099	-0,165	-0,260	-0,260	-0,082	-0,087	0,149	-0,021	-0,023			
12,0	0,692	0,539	0,019	-0,264	-0,473	-0,448	-0,326	-0,050	0,236	-0,067	0,066	0,086	0,072	
14,0	0,720	0,720	0,013	-0,287	-0,585	-0,723	-0,470	-0,428	0,190	-0,075	0,239	0,060	0,128	-0,011

зование формализма Молдауора для расчета сечение (учет флуктуации и корреляции ширины) дает лучшее описание экспериментальных данных для первых двух уровней.

Таблица 5

Схема нижайших уровней ядра  $^{56}\text{Fe}$

E (МэВ)	0	0,845	2,08	2,655	2,936	2,956	3,118
$I_{\pi}^{\text{K}}$	$0^+$	$2^+$	$4^+$	$2^+$	$0^+$	$2^+$	$1^+$

Продолжение таблицы 5

E (МэВ)	3,122	3,367	3,386	3,443	3,450	3,598	3,599
$I_{\pi}^{\text{K}}$	$4^+$	$2^+$	$6^+$	$3^+$	$1^+$	$0^+$	$2^+$

В. Сочения в области неразрешенных уровней. Спектры неупруго рассеянных нейтронов

В области энергий возбуждения  $E_x > 3,5$  МэВ для описания уровней ядра  $^{56}\text{Fe}$  используется статистический подход. Плотность уровней вычислялась с помощью соотношений модели ферми-газа (5). Параметры модели и схема дискретных уровней для остаточных ядер  $^{56}\text{Mn}$ ,  $^{53}\text{Cr}$  приведены в табл.7.

Таблица 7

Параметры плотности уровней модели ферми-газа и схема дискретных уровней остаточных ядер  $^{56}\text{Mn}$  и  $^{53}\text{Cr}$

Реакция	Q реакции (МэВ)	Остаточное ядро	$a$ (МэВ <sup>-1</sup> )	$\delta$ (МэВ)	E(I <sup>K</sup> ) дискретных уровней
$^{56}\text{Fe}(n,n)^{56}\text{Fe}$	0,0	$^{56}\text{Fe}$	6,2	+1,0	См. таблицу 3
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	-2,9	$^{56}\text{Mn}$	6,1	+1,0	$0(3^+)$ ; $0,026(2^+)$ , $0,108(1)$ ; $0,207(2)$
$^{56}\text{Fe}(n,d)^{53}\text{Cr}$	10,3	$^{53}\text{Cr}$	6,05	-0,5	$0(3/2^-)$ ; $0,55(1/2^-)$ ; $1,15(3/2^-)$ ; $1,33(5/2^-)$ ; $1,53(7/2^-)$ ; $1,73(9/2^-)$ ; $1,93(11/2^-)$ ; $2,13(13/2^-)$

Таблица  
 Результаты расчета функций возбуждения уровней  $^{56}\text{Fe}$  при нейтронном рассеянии  
 нейтронов

$E_n$ (MeV)	$E_n$ (MeV)	0,845	2,08	2,655	2,936	2,956	3,118	3,122	3,367	3,386	3,443	3,450	3,598	3,599
1,0	359													
1,2	490													
1,4	593													
1,6	676													
1,8	744													
2,0	798													
2,2	832	15												
2,4	857	40												
2,6	860	67												
2,8	848	92	100											
3,0	819	120	131	20	55									
3,2	762	134	149	29	90	45	9							
3,4	713	144	163	35	107	65	22	33	1,0					
3,6	600	144	166	39	116	77	36	61	2,0	37	35			
3,8	460	133	162	40,5	121	83	48	74	3,0	52	48	13	41	
4,0	364	120	149	40	121	83	57	82	4,0	60	58	19	57	
4,2	340	108	131	37	115	79	58	84	5,0	62	60	21	63	
4,4	320	94	114	33	102	73	56	80	6,0	63	57	20	64	
4,6	295	84	100	29	91	65	53	73	6,6	62	54	19	62	

Продолжение таблицы 6

	0,845	2,08	2,655	2,936	2,956	3,118	3,122	3,367	3,386	3,443	3,450	3,598	3,599
4,8	275	74	86	25,5	81	58	48	67	7,3	56	50	18	59
5,0	257	66	75,1	27,1	70	51,5	45	61,1	7,7	54,6	45,5	17,1	55
5,2	235	60	64	19,5	61	45,5	41	55	7,6	49	41	15,5	51
5,4	220	52	56	17	53	40,5	37	49	7,4	44	37	14	46
5,6	210	47	50	15	46	35	33	44	7,2	39	33	12,5	41
5,8	200	43	44	13,5	41	30	30	38	7,0	35	29	11	36
6,0	192	40,5	39	12	35	25,6	26,2	33	6,7	31,6	24,4	9,4	31,6
6,2	184	36	34	11	32	22	24	28,5	6,3	28,5	21,5	8,7	28
6,4	177	34	31	10,0	28	19	22	24	6,0	25	18,5	7,5	24
6,6	171	31	28	9,5	25	16	20	21	5,6	22,5	16,0	6,3	21
6,8	165	29	25	9,0	22	13,5	18,5	16	5,3	19	13,5	5,3	18
7,0	159	26	21	8,5	20	12,3	17,1	12,2	4,9	16,1	11,6	4,5	15,6

Эти данные использовались для расчета сечений реакций  $(n, n')$ ,  $(n, \gamma)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  и спектров неупруго рассеянных  $n$  и позволили добиться удовлетворительного описания экспериментальных данных. При расчетах сечений реакции  $(n, p)$  для протонов использовались коэффициенты проницаемости, вычисленные по оптической модели с параметрами, рекомендованными в работе /36/. При расчете  $\sigma_{na}(E_n)$  коэффициенты проницаемости для  $\alpha$ -частиц были получены в приближении параболического барьера, рассмотренном в работе /37/. Результаты расчета сечений  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$  реакций представлены на рис. 4.

Заметим, что к полученному здесь сечению реакции  $(n, \alpha)$  нужно относиться крайне осторожно, поскольку прямых экспериментальных данных совсем нет, а результаты расчета весьма чувствительны к величине параметра плотности уровней для ядра  $^{58}\text{Cr}$ .

На рис. 5 приведены результаты расчета сечения радиационного захвата нейтроном с параметрами из табл. 8. Необходимо отметить, что величина  $\sigma_{ng}$  определяется практически величиной  $(\bar{\Gamma}_r/\bar{D})^{(l,j)}$  и в меньшей мере коэффициентами прилипания  $T_{lj}^2$  (или  $S_{lj}^2$ ). Здесь использованы разные величины радиационных ширины  $\bar{\Gamma}_r^{(n)}$  для четных и нечетных орбитальных моментов, в противном случае значения  $\bar{\Gamma}_r^{(n)}$  оказываются существенно меньше экспериментальных ( $\sim 3$  раза). При расчете сечения прямого процесса использовалась оболочечная модель с параметрами оптического потенциала (17). Глубина оболочечного потенциала  $V_0$  при этом несколько варьировалась, чтобы получить правильное положение одночастичных уровней /28/.

Таблица 8

Параметры, использованные для расчетов сечения радиационного захвата

	$\Gamma_r(B_n), \text{эВ}$	$S_l$
Чётные $l$	1,00	$1,6 \cdot 10^{-4}$
Нечётные $l$	0,33	$0,3 \cdot 10^{-4}$
$\rho_{\text{табл}}^{-1}(B_n) = 25 \text{ кэВ}$		

При расчете спектров неупруго рассеянных нейтронов учитывались вклады как прямых процессов, так и процессов, протекающих через составное ядро. Для последних оценивалась также доля нейтронов, испускаемых при распаде предравновесных промежуточных конфигураций. Включение предравновесной компоненты улучшает описание средней части спектров, тогда как выделение прямых процессов позволяет объяснить наблюдаемую в жесткой части спектров асимметрию угловых распределений. Отметим, что расхождение расчетных кривых с экспериментом в мягкой части спектра связано с вкладом нейтронов из реакции  $(n, 2n)$ , порог которой для  $^{56}\text{Fe}$  лежит при энергии 11,2 Мэв. Результаты расчета отдельных компонент спектра показаны на рис. 6, а полные дифференциальные и интегральные спектры неупруго рассеянных нейтронов представлены в таблице 9.

Интегральные сечения всех рассмотренных реакций в диапазоне энергий нейтронов от 1 до 15 Мэв приведены в таблице 10.

#### § 6. Обсуждение полученных результатов

С помощью современных теоретических представлений о взаимодействии нейтронов с ядрами аппроксимирована энергетическая зависимость нейтронных сечений для ядра  $^{56}\text{Fe}$  в интервале энергий от 1 до 15 Мэв. Благодаря единому подходу к расчету парциальных сечений, основанному на использовании оптической и статистической моделей, все полученные результаты являются согласованными. Привлечение теоретических методов дает возможность получить энергетический ход сечения в малоизученных областях энергий, где практически нет экспериментальных данных (сечения реакций  $(n, \alpha)$  и  $(n, f)$  и т.п.).

Сравнение полученных кривых с имеющимися экспериментальными данными показывает, что в используемых теоретических моделях заложена правильная трактовка происходящих физических явлений, и при аккуратном выборе параметров они дают достаточно хорошее описание средних сечений в области энергий нейтрона  $E_n > 1$  Мэв.





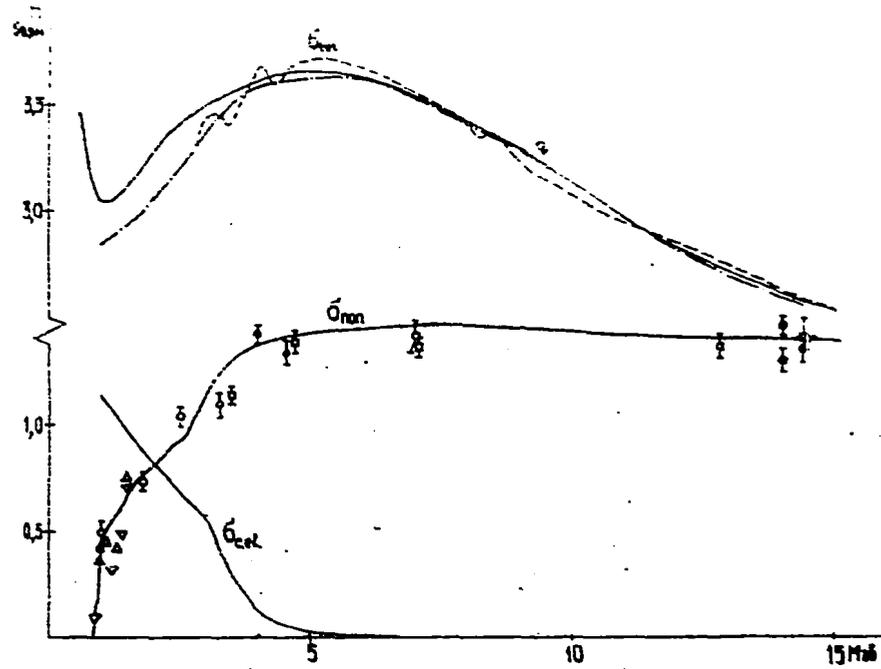


Рис. I Сравнение расчетного полного сечения  $\sigma_{tot}$  с оценками KEDAK и BNL-325. Обозначения: — — данная работа; - - - - KEDAK ; - - - - BNL-325. В нижней части рисунка показана зависимость полного сечения реакции  $\sigma_{reac}$  и сечения упругого рассеяния через составное ядра от энергии. Экспериментальные точки взяты из [14].

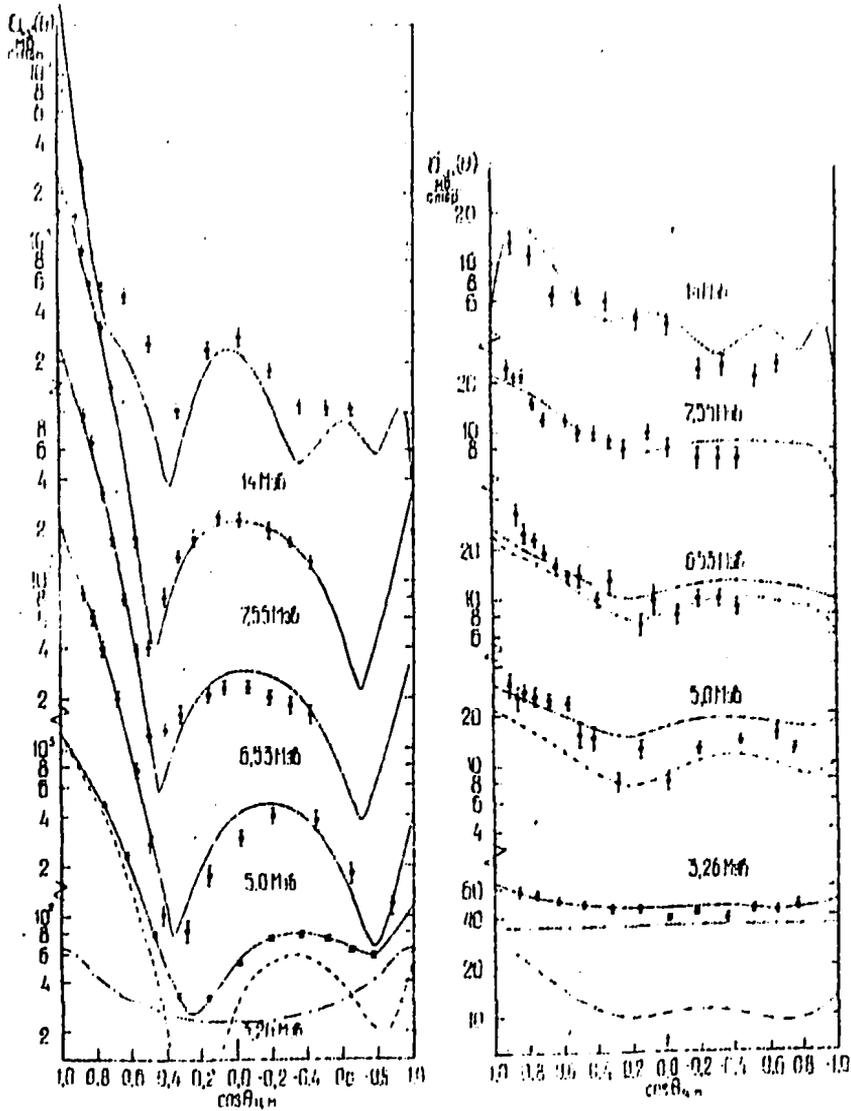


Рис.2. Угловые распределения упругого рассеяния и неупругого рассеяния на уровне  $2\frac{1}{2}^+$ ,  $Q = 0,845$  Мэв. Экспериментальные данные для энергии нейтронов 14 Мэв взяты из работы /19/. Экспериментальные данные для остальных энергий взяты из работы /18/.

----- вклад прямого процесса; - - - - вклад процесса, идущего через стадии составного ядра;  
 ————— суммарная кривая.

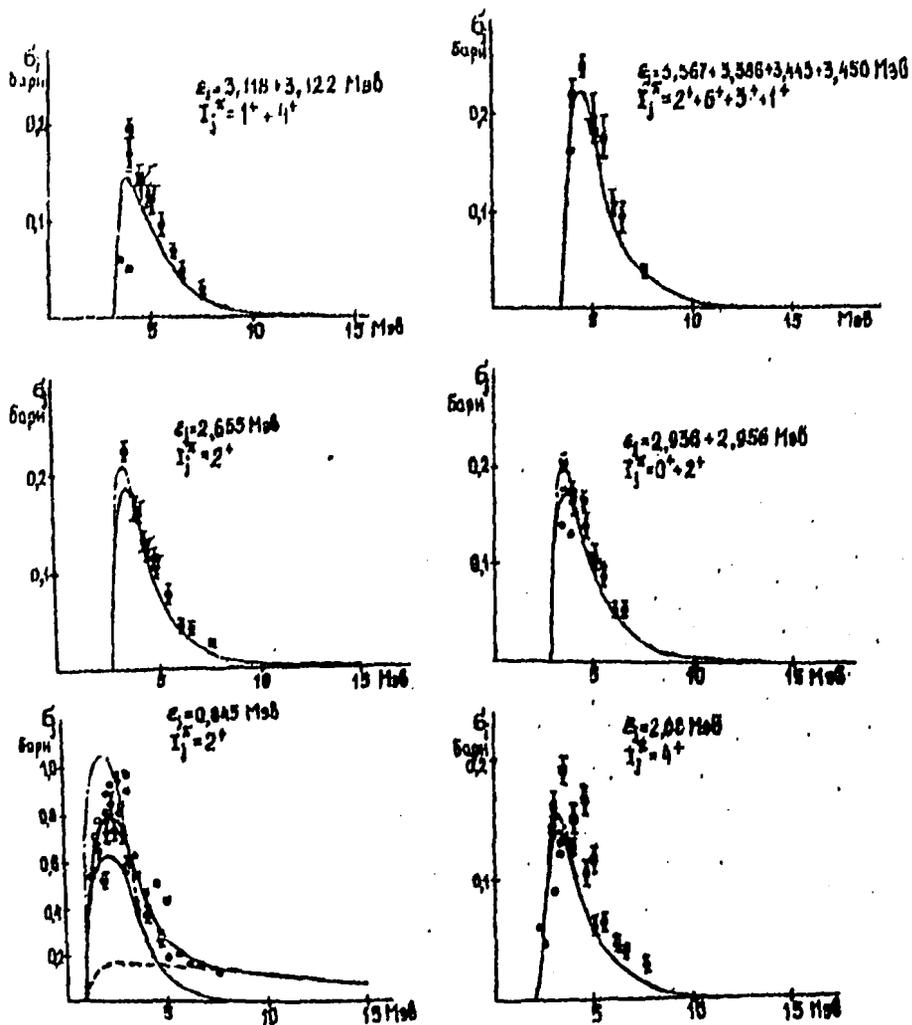


Рис.3. Функции возбуждения уровней при неупругом  
рассеянии нейтронов:

- - вклад прямого процесса;
- , - - - - расчет по статистической теории с учетом  
и без учета флуктуации и корреляции  
нейтронных ширины уровней.

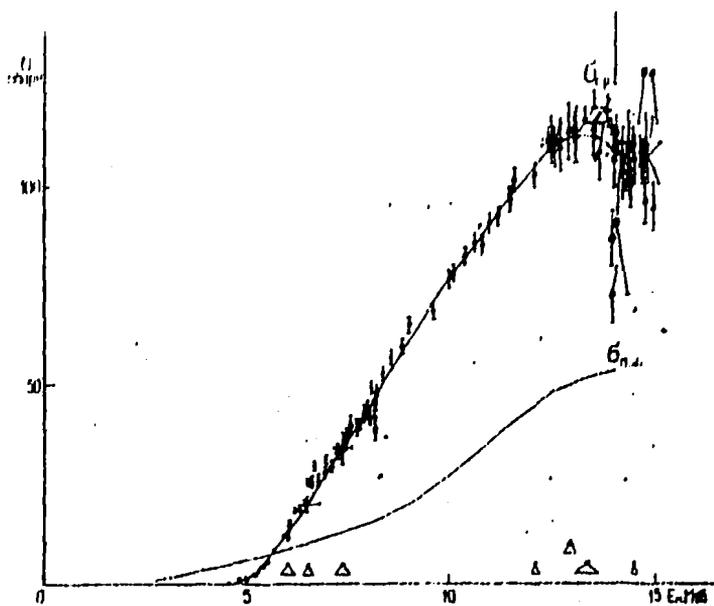


Рис. 4. Результаты расчета сечений  $(n, p)$ ,  
 $(n, d)$ .

Экспериментальные данные для сечений  $(n, p)$   
 взяты из работы /14/.

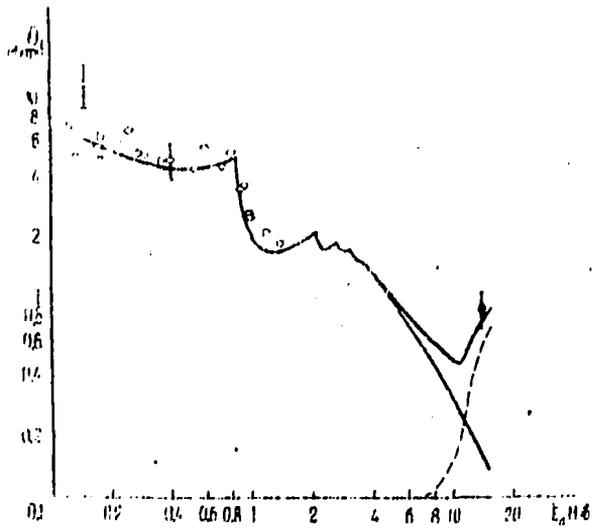


Рис. 5. Результаты расчета сечений ( $\eta, \theta$ ).  
 Экспериментальные данные из работ /26-28/.

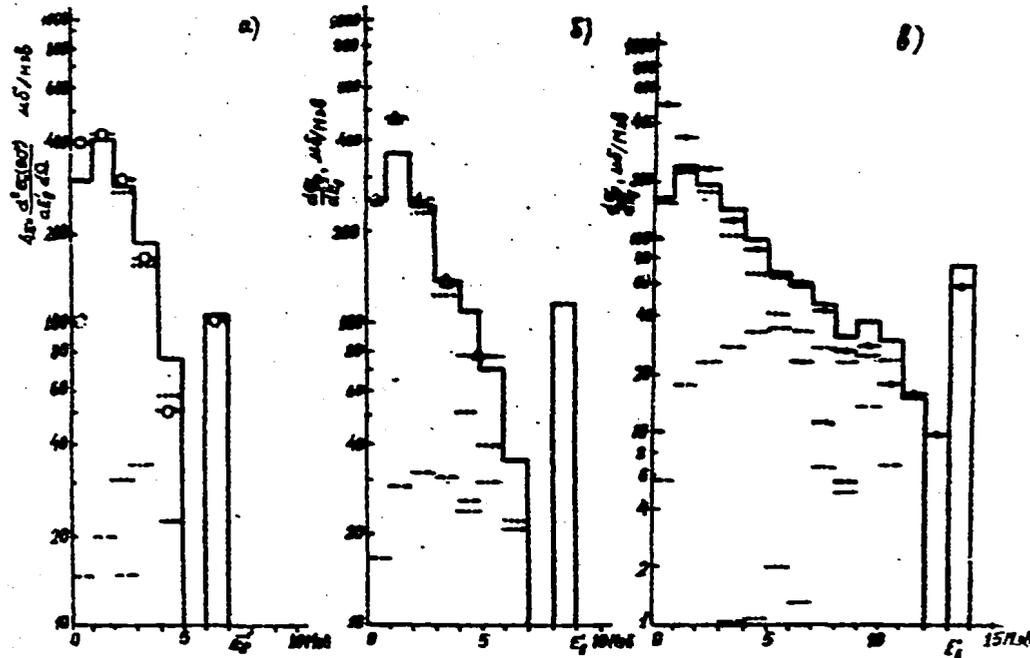


Рис.6 Спектры нейтронов с начальной энергией 7, 9 и 14 Мэв неупруго рассеянных на  $^{56}\text{Fe}$ . На рисунке представлены вклады в спектр от ---- прямых --- предравновесных, и ..... равновесных процессов. Гистограммой представлена их сумма. Экспериментальные данные взяты из работ  $\circ$  -/21/,  $\square$  -/22/,  $\diamond$  -/25/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. Hauser, H. Feshbach. *Phys. Rev.*, 87, 366, 1952.
2. P. Moldauer. *Rev. Mod. Phys.*, 36, 1074, 1964;  
*Phys. Rev.*, 135, B642, 1964.
3. T. Ericsson. *Adv. Phys.*, 2, 425, 1960.  
А.В.Мельшиев. Плотность уровней и структура атомных ядер.  
Атомиздат, 1969.
4. H.K. Vonach, J.R. Huizenga. *Phys. Rev.*, 138, B1372, 1965.  
J.R. Huizenga et al. *Phys. Rev.*, 182, 1145, 1969.  
A.A. Katvanos et al. *Phys. Rev.*, 01, 594, 1970.
5. А.В.Игнатюк, Ю.В.Соколов, Ю.Н.Лушин. *ИЯ*, 18, 989, 1973.  
А.В.Игнатюк, Г.Н.Смирешкин, А.С.Тишин. ФЭИ-447, Обнинск,  
1974.
6. А.Г.Довбенко, А.М.Игнатюк, В.А.Толстиков. ФЭИ-293, Обнинск,  
1971.
7. B.M. Zakharova, A.V. Malyshev. *Conf. Study of Nucl.  
Structure with Neutrons. Antwerpen, 1965.*  
  
А.Г.Довбенко, Е.Л.Лядовский. ФЭИ-279, Обнинск, 1971.
8. T. Tamura. *Rev. Mod. Phys.*, 37, 679, 1965.
9. А.В.Игнатюк, В.Н.Лунов, В.С.Шорин. Вопросы атомной науки  
и техники. Сер. "Ядерные константы", вып. 13, стр. 59, 1974.
10. N. Amstern. *Direct Nuclear Reaction Theories. Wiley  
Interscience. N.Y., 1970.*
11. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. "Наука", 1971.
12. G.E. Brown. *Nucl. Phys.*, 57, 339, 1964.  
G.F. Clement, A.M. Lane, J.R. Rook. *Nucl. Phys.*, 66, 273,  
1965.  
  
C. Longo, P. Saporetti. *Nuovo Cim.*, 56, B264, 1968;  
*Nucl. Phys.*, A127, 503, 1969; A199, 530, 1973.

13. А.Г.Довбенко, А.В.Игнатюк. ФЭИ-311, Обнинск, 1971.
14. J.J.Schmitt. КФК-120/1, Karlsruhe (1966).
15. Neutron Cross Sections. BNL-325, Sec., Ed., Suppl. 2, v. 2 a (1966).
16. В.В.Филиппов. "Ядерные константы". ЦНИИАТОМИНИОИМ, вып. 8, ч. I, стр. 39 (1972).
17. В.Holmqvist, T.Wiedling. EANDC(OR)-73L(1968); AE-366, Studvik (1969).
18. W.E.Kinney, F.C.Perey. ORNL 2052(1968).
19. М.Е.Гуртовой, Б.Е.Лещенко, Кухленко, В.И.Стрижак. АЭ, 30, 455, 1971; ЯФ, 15, 10, 1972.
20. К.Тсукада, S.Tanaka, Y.Tomita, M.Murayama. Nucl. Phys. A125, 641, 1969.
21. J.H.Towler, R.O.Owens. Nucl. Phys., A100, 257, 1967.
22. Н.С.Биряков, Б.В.Журавлев, Н.В.Корнилов и др. ФЭИ-457, Обнинск, 1973.
23. О.А.Сальников, Г.Н.Ловчикова, Г.В.Котельникова и др. "Ядерные константы". Атомиздат, вып. 7, стр. 134.
24. D.Heymendorf, S.Savonoff, D.Seeliger, K.Seidel. Kernenergie, 15, 384, 1972.
25. L.F.Hansen, J.D.Anderson, P.S.Brown et al. Nucl. Sci. Eng. 51, 278, 1973.
26. B.C.Diven, J.Terrell, A.Hemmendinger. Phys. Rev., 120, 556, 1960.
27. Ю.Я.Стависский, А.В.Шанарь. АЭ, 10, 264, 1961; АЭ, 17, 508, 1964.
28. P.Cvelbar, A.Hudoklin, M.Michailovich et al. Nucl. Phys., A130, 401, 1969.
29. Y.Kanda, R.Nakasima. JAERI-1207 (1972).

30. С.А.Савицкий, Г.Н.Левчикова, Г.В.Котельникова и др.  
 Изв. АН БССР, 1970.
- D.Harnedorf, S.Savonoff, D.Seeliger, K.Seidel.  
 ZfP 262, Dresden, p. 28 (1973).
31. Z.T.Bödy, S.Pearlstein. J. Nucl. Energy, 27, 81, 1973.
32. В.И.Ионов, И.Е.Кочуба, В.И.Трыкова. БИЯД, Атомиздат,  
 вып. 4, 327, 1967.
33. Neutron Cross Sections. BNL-325, Third Ed., v. 1 (1973).
34. K.N.Müller, G.Rohr. Nucl. Phys., A169, 97, 1971.
35. M.N.Rao. Nucl. Data Sheets, B3, - 3,4-43, 1970.
36. P.D.Becchetti, G.W.Greenleass. Phys. Rev., 182, 1190,  
 1969.
37. J.R.Hutzenga, G.Igo. Nucl. Phys., 22, 462, 1962.

МЕТОД АНАЛИЗА СПЕКТРОВ НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ  
НЕЙТРОНОВ С УЧЕТОМ ПРЯМОГО ПРОЦЕССА

Е.М.Сидрыкин, А.А.Лукьянов

Abstract - Аннотация

METHOD OF ANALYSIS OF INELASTIC SCATTERING NEUTRON SPECTRA WITH ACCOUNT OF THE DIRECT INTERACTION. The method of practical application for the qualitative evaluation scheme of the direct process contribution to the double-differential inelastic scattering neutron cross-sections described in the article 6 is presented.

As an example of this method a parametrization of the spectra and angular distributions of inelastically scattered neutrons with initial energies 14,36 MeV and 9,1 MeV for nuclei  $^{93}\text{Nb}$  and  $^{56}\text{Fe}$  has been made.

The observed features of the inelastic scattering neutron angular distribution for the nuclei considered have a simple physical interpretation within a shell-model approach.

МЕТОД АНАЛИЗА СПЕКТРОВ НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ С УЧЕТОМ ПРЯМОГО ПРОЦЕССА. Приведена методика практического применения схемы качественной оценки вклада прямых процессов в дважды дифференциальные сечения неупруго рассеянных нейтронов, описанной в работе [6]. В качестве примера применения данной методики проведена параметризация спектров и угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов с начальными энергиями 14,36 Мэв и 9,1 Мэв на ядрах  $^{93}\text{Nb}$  и  $^{56}\text{Fe}$ . Показано, что наблюдаемые особенности углового распределения неупруго рассеянных нейтронов для рассмотренных ядер, находят простую физическую интерпретацию в рамках модели оболочек.

## § 1. Введение

При анализе наблюдаемых спектров и угловых распределений нейтронов эмиссии, образующихся при взаимодействии быстрых нейтронов ( $E \sim 10-15$  Мэв) с атомными ядрами обычно используются упрощенные представления о механизме реакции ( $n, n'$ ). Это связано в основном с ограниченной точностью проводящихся измерений, определяемой спецификой экспериментов. С развитием в последние годы техники измерений методом времени пролета появились данные, указывающие на необходимость дальнейшего совершенствования методов анализа [1-3]. Это прежде всего наблюдаемые отличия жесткой части спектров от спектров модели испарения, используемых в упрощенных методах анализа, а также характерные особенности углового распределения неупруго рассеянных нейтронов, в частности, заметное увеличение выхода нейтронов под передними углами. Для физической интерпретации этих особенностей можно предположить, что помимо простейшего компаунд-процесса в реакцию неупругого рассеяния вносят вклад неравновесные состояния, в частности, прямые процессы.

В данной работе предлагается схема анализа, использующая представление дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов в виде суммы сечений прямых  $\sigma_D$  - и компаунд-процессов -  $\sigma_M$  :

$$\sigma(E, E', \theta) = \sigma_D(E, E', \theta) + \sigma_M(E, E', \theta), \quad (1)$$

где  $E$  - энергия падающих нейтронов;  $E'$  - энергия рассеянных нейтронов;  $\theta$  - угол рассеяния.

Сечение компаунд процессов предполагается имеет характерную испарительную (максвелловскую) форму (4):

$$\sigma_M(E, E', \theta) = \alpha(E, E', \theta) E' \exp(-E'/T) F_1\left(\frac{E'}{T}, LT^{1/2}\right), \quad (1.2)$$

где коэффициент  $\alpha$  является слабой функцией  $E'$  и симметричен по  $\theta$  относительно  $\pi/2$ ; угловая зависимость  $\alpha$  обычно параметризуется выражением вида  $A + B \cos^2 \theta$  [5];  $T$  - ядерная температура;  $F_1\left(\frac{E'}{T}, LT^{1/2}\right)$  - функция, связанная с учетом экспериментального разрешения  $\Delta$  в величине  $E' \exp(-E'/T)$ . Ширина функции разрешения определяется как:

$$\Delta_{[MэВ]} = 0.028 L(E')^{3/2}, \quad (1.3)$$

где  $L$  - экспериментальное разрешение (н/оекм). В жесткой части спектра обычно  $\Delta \sim 2-3$  МэВ. Значения  $F_1$  - приведены на рис. 6а в зависимости от отношения  $E'/T$  для различных значений  $LT^{1/2}$ .

Вклад прямых процессов  $\sigma_D(E, E', \theta)$  оценивается как сечение взаимодействия налетающего нейтрона с отдельными нуклонами ядра мишени, усредненное по энергии вылетающих нейтронов с интервалом  $\sim \Delta$ . Как показано в работе [6] сечение  $\sigma_D$  может быть записано в виде суммы по одночастичным переходам:

$$\sigma_D(E, E', \theta) \approx C(E, E') \sum_{i, f} \tilde{\beta}_{i, f} \frac{N_i (2j_i + 1 - N_f)}{(2j_f + 1)} |T_{i, f}(E, E', \theta)|^2 \quad (1.4)$$

где  $i$  и  $f$  - индексы начального и конечного оболочечных состояний нуклонов в ядре мишени, на которых происходит рассеяние (характеризуемых квантовыми характеристиками  $B_i, B_f, N_i, N_f, \ell_i, \ell_f, j_i, j_f$  - собственными энергиями, числами заполнения оболочки, орбитальными и полными моментами уровней  $i$  и  $f$  соответственно); коэффициент

$$C(E, E') = F_2\left(\frac{E'}{E}, LE^{1/2}\right) \sqrt{\frac{E'}{E}} (E - E'), \quad (1.5)$$

где  $F_2\left(\frac{E'}{E}, LE^{1/2}\right)$  - функция, учитывающая влияние экспериментального разрешения на величину  $\sqrt{\frac{E'}{E}} (E - E')$ . Значения  $F_2$  приведены на рис. 6б в зависимости от отношения  $E'/E$  для различных значений  $LE^{1/2}$ ;  $T_{i, f}(E, E', \theta)$  - амплитуда вероятности пере-

хода нуклона из одночастичного состояния  $i$  в одночастичное состояние  $f$  в результате рассеяния налетающего нейтрона. Величины  $P_{if}$  определяются коэффициентами разложения сечения прямого перехода по одночастичным переходам [6]. Отметим также, что в сумму по  $i$  и  $f$  вносят вклад лишь те переходы, для которых  $E - \Delta/2 < (B_i - B_f) < E + \Delta/2$ . Амплитуды  $T_{if}(E, E', \theta)$  рассчитываются в борновском приближении в рамках известной схемы Батлера [7,8], где волновые функции падающего и неупругого рассеянного нейтронов описываются плоскими волнами.

## § 2. Амплитуда перехода

Начальное состояние характеризуется волновой функцией  $\Phi_{i, \sigma_i}(\vec{k}_i, \sigma_i; \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ , являющейся произведением волновой функции налетающего нуклона:

$$\Phi_{\sigma_i}(\vec{k}_i, \vec{r}_i) = e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_i} \chi_{1/2 \sigma_i}(1) \quad (2.1)$$

и волновой функции нуклона в связанном одночастичном состоянии  $\{i, \sigma_i\}$ :

$$\Psi_{\ell, j, \sigma_i}(\nu_i, \vec{r}_i) = \Psi_{\ell, j, \sigma_i}(\nu_i, r_i) \sum_{m_i, \nu_i} (\ell, \frac{1}{2}, m_i, \nu_i | j, \sigma_i) i^{\nu_i} Y_{\ell, m_i}(\frac{\vec{r}_i}{r_i}) \chi_{1/2 \nu_i}(2). \quad (2.2)$$

Конечное состояние системы характеризуется волновой функцией  $\Phi_{f, \sigma_f}(\vec{k}_f, \sigma_f; \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ , являющейся произведением волновой функции неупруго рассеянного нейтрона:

$$\Phi_{\sigma_f}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) = e^{i\vec{k}_f \cdot \vec{r}_f} \chi_{1/2 \sigma_f}(1) \quad (2.3)$$

и волновой функции нуклона в связанном одночастичном состоянии  $\{f, \sigma_f\}$ :

$$\Psi_{\ell, j, \sigma_f}(\nu_f, \vec{r}_f) = \Psi_{\ell, j, \sigma_f}(\nu_f, r_f) \sum_{m_f, \nu_f} (\ell, \frac{1}{2}, m_f, \nu_f | j, \sigma_f) i^{\nu_f} Y_{\ell, m_f}(\frac{\vec{r}_f}{r_f}) \chi_{1/2 \nu_f}(2). \quad (2.4)$$

Амплитуда перехода из состояний  $\{k_i, \sigma_i, i, \sigma_i\}$  в состояние  $\{k_f, \sigma_f, f, \sigma_f\}$  в борновском приближении может быть записана в виде

$$T_{i, \sigma_i \rightarrow f, \sigma_f}(k_i, \sigma_i, k_f, \sigma_f) = \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \Phi_{f, \sigma_f}^*(k_f, \sigma_f, \vec{r}_1, \vec{r}_2) V_{if}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \Phi_{i, \sigma_i}(k_i, \sigma_i, \vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (2.5)$$

где  $V_{if}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$  - потенциал взаимодействия между налетающим нук-



$$(l_f \frac{1}{2} m_f \nu, |j_f m_f\rangle) = (\frac{1}{2} l_f - \nu, -m_f |j_f - m_f\rangle,$$

$$\sum_{m_i, m_f, \nu} (j_i l_i - m_i m_i | \frac{1}{2} - \nu \rangle) (\frac{1}{2} l_f - \nu, -m_f | j_f - m_f \rangle) (l_i l_f m_i - m_f | LM) = \\ = \sqrt{2(2L+1)} (j_i L - m_i M | j_f - m_f) W(j_i l_i j_f l_f; \frac{1}{2} L),$$

где  $W$  - коэффициенты Раку, а также, что:

$$(j_i L - m_i M | j_f - m_f) = (-1)^{m_i - j_i} \left\{ \frac{2j_f + 1}{(2j_i + 1)} \right\}^{1/2} (j_i j_f - m_i m_f | LM),$$

перепишем (2.9) в виде:

$$T_{i\sigma_i, f\sigma_f}(\vec{k}_i, \sigma_i, \vec{k}_f, \sigma_f) = \frac{4\pi^{3/2} \hbar^2}{m} a \delta_{\sigma_i \sigma_f} (-1)^{L+m_i+\sigma_i} \sum_{LM} (j_i j_f - m_i m_f | LM) \times \\ \times (2e+1)^{1/2} Y_{LM}^*(\frac{\vec{q}}{q}) Z(l_i j_i l_f j_f | \frac{1}{2} L) R_{i\sigma_i, f\sigma_f}^L(q), \quad (2.13)$$

где  $Z$  - так называемые коэффициенты Блатта-Биеденхарна [9].

Предполагается, что при нашем экспериментальном усреднении одночастичные связанные состояния можно считать вырожденными по магнитному квантовому числу  $M$ . Падающий пучок нейтронов неполяризован, поляризация рассеянного пучка не измеряется. Тогда квадрат амплитуды  $|T_{if}(\vec{k}_i, \vec{k}_f)|^2$  определяется как усредненный по начальным  $\sigma_i$  и  $m_i$  и просуммированный по конечным  $\sigma_f$  и  $m_f$  магнитным квантовым числам квадрат амплитуды  $T_{i\sigma_i, f\sigma_f}$  [9]. В результате, учитывая, что:

$$\sum_{\sigma_i, \sigma_f} (j_i j_f - m_i m_f | LM) (j_i j_f - m_i m_f | L'M') = \delta_{LL'} \delta_{MM'} \quad (2.14)$$

$$\sum_{M=-L}^L |Y_{LM}|^2 = \frac{2L+1}{4\pi},$$

получаем:

$$|T_{if}(\vec{k}_i, \vec{k}_f)|^2 = \left( \frac{2\pi a \hbar^2}{m} \right)^2 \frac{1}{2j_i+1} \sum_L Z^2(l_i j_i l_f j_f | \frac{1}{2} L) |R_{if}^L(q)|^2 \quad (2.15)$$

$$\sigma_D(E_i, E_f, \theta) = a^2 c(E_i, E_f) \sum_f \tilde{\beta}_{if} \frac{N_i(2j_i+1-N_i)}{(2j_i+1)(2j_f+1)} \sum_L Z^2(l_i j_i l_f j_f | \frac{1}{2} L) |R_{if}^L(q)|^2 \quad (2.16)$$

### § 3. Матричные элементы $R_{if}^L(q)$ .

Согласно (2.11), радиальные матричные элементы определяются

как:

$$R_{if}^L(q) = \int_0^{\infty} r^2 dr j_L(qr) \Psi_{\ell_f, i_f}^*(B_f, r) \Psi_{\ell_i, i_i}(B_i, r). \quad (3.1)$$

Обычно при расчетах матричных элементов для ядер среднего атомного веса приходится учитывать переходы между связанными одночастичными состояниями с орбитальными моментами 2-3-4.

Как показывают численные расчеты [10] произведения одночастичных волновых функций имеют резкий максимум вблизи радиуса ядра. Кроме того известно, что при  $r > R$  ядра, волновые функции связанных состояний могут быть аппроксимированы вырезанием вида:

$$\Psi_i(B_i, r) \sim \frac{1}{r} \exp(-\kappa_i r), \quad (3.2)$$

где  $\hbar^2 \kappa_i^2 = 2m B_i$ . Используя эти свойства волновых функций, можно приближенно оценить зависимость интеграла (3.1) от параметров, выразив его через интеграл лишь по внешней области

$$r_{if} < r < \infty : \\ R_{if}^L(q) \approx C_{if} \int_{r_{if}}^{\infty} dr e^{-(\kappa_i + \kappa_f)r} j_L(qr), \quad (3.3)$$

где коэффициент  $C_{if}$  в общем случае есть:

$$C_{if} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 dr j_L(qr) \Psi_f^*(B_f, r) \Psi_i(B_i, r)}{\int_{r_{if}}^{\infty} dr j_L(qr) \exp[-(\kappa_i + \kappa_f)r]}, \quad (3.4)$$

а  $r_{if}$  здесь приблизительно соответствует максимуму в модуле произведения функций  $|\Psi_i(B_i, r) \Psi_f^*(B_f, r)|$ . Коэффициент  $C_{if}$  можно считать слабо зависящим от  $q$ , что нетрудно показать в двух предельных случаях, когда  $q \ll \kappa_i + \kappa_f$  и  $q \gg \kappa_i + \kappa_f$ . Выберем  $C_{if}$  в форме:

$$C_{if} = C_{if}^0 \exp[(\kappa_i + \kappa_f)r], \quad (3.5)$$

где  $C_{if}^0$  - постоянная. Тогда зависимость  $R_{if}^L(q)$  может быть представлена простым соотношением [6]:

$$R_{if}^L(q) \approx C_{if}^0 \left[ \frac{x_i + x_f}{q} \operatorname{arctg} \frac{q}{x_i + x_f} \right] J_L(q \Gamma_{if}), \quad (3.6)$$

справедливым когда  $[q/(x_i + x_f)] \leq 2,5$ , что выполняется практически во всей области интересующих нас значений переданного импульса. Подставляя (3.6) в (2.16) получаем выражение для сечения прямых процессов в виде:

$$\begin{aligned} \sigma_{\beta}(E, E', \theta) = \sqrt{E'E} (E - E') F_2(E'/E, LE^{\alpha}) \sum_{if} \beta_{if} F_{\ell; j_i, \ell_f, j_f}(q \Gamma_{if}) \times \\ \times \frac{N_i(2j_f + 1 - N_f)}{(2j_i + 1)(2j_f + 1)} \left[ \frac{x_i + x_f}{q} \operatorname{arctg} \frac{q}{x_i + x_f} \right]^2. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Коэффициенты  $\beta_{if}$  являются в общем случае параметрами схемы и представляют собой произведение  $\beta_{if} = q^2 C_{if}^0 \tilde{\beta}_{if}$ ;

$$F_{\ell; j_i, \ell_f, j_f}(q \Gamma_{if}) = \sum_L Z^2(\ell; j_i, \ell_f, j_f | \frac{1}{2}L) J_L^2(q \Gamma_{if}).$$

Значения  $F$  - вычислялись для различных переходов  $\ell; j_i - \ell_f, j_f$  в зависимости от  $q \Gamma_{if}$  (рис. 1-5).

Номер графика функции  $F_{\ell; j_i, \ell_f, j_f}$  для конкретных значений  $\ell; j_i$ ,  $\ell_f$  и  $j_f$  находят с помощью таблицы I, в которой первые четыре числа соответствуют  $\ell; j_i$ ,  $\ell_f$  и  $j_f$ , следующие два числа - номеру рисунка и последнее тому номеру графика, который соответствует  $F_{\ell; j_i, \ell_f, j_f}$  с данными индексами на этом рисунке.

На рисунках (1-5) представлены графики функции  $F$  для переходов между оболочками с  $\ell \leq 6$ , причем  $\ell_f \geq \ell_i$ . Если необходимы значения функции  $F$  с  $\ell_f < \ell_i$ , то следует воспользоваться тем, что:

$$F_{\ell; j_i, \ell_f, j_f}(q \Gamma_{if}) = F_{\ell_f, j_f, \ell_i, j_i}(q \Gamma_{if}). \quad (3.9)$$

#### § 4. Практические схемы анализа экспериментальных данных

В работе использовались экспериментальные данные по спектрам нейтронов эмиссии для двух значений энергии бомбардирующих нейтронов  $E_1 = 14,36$  Мэв и  $E_2 = 9,1$  Мэв, полученные методом времени пролета с разрешением  $\sim 3,5$  нсек/м и  $2,5$  нсек/м соответственно. Измерения проводились для пяти углов:  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  и  $150^\circ$  с угловым разрешением  $8^\circ$ . Ошибка в экспериментальных данных с учетом всех поправок не превышает 5-10% в мягкой части спектра и 15-20% в жесткой части. Надо отметить, однако, что относительный характер угловых распределений и энергетической зависимости спектров определяется с лучшей точностью. Описание экспериментов и результаты измерений приведены в работах [2,11].

Целью анализа является определение относительного вклада прямого процесса в интегральные сечения, определение ядерных температур и параметров, характеризующих среднее сечение прямого процесса. При этом для удовлетворительного описания определенной совокупности результатов в пределах точности экспериментальных данных число параметров выбиралось возможно минимальным.

Во-первых, для основных переходов коэффициенты  $\beta_{if}$  принимались одинаковыми и равными некоторому  $\bar{\beta}$ .

Во-вторых, если для объяснения угловых распределений при разных  $E$  необходимо считать, что основной вклад прямой процесс дает один и тот же переход, величины  $K \Gamma_{if}$  выбирались для всех  $E$  одинаковыми и равными  $K R$ , в других случаях постоянной принимали величину  $\Gamma_{if} = R$ .

Как показал анализ экспериментальных данных, проведенный в работе [6], во всех рассмотренных примерах энергетическая зависимость усредненного по углам сечения прямого процесса хорошо аппроксимировалась выражением вида:

$$\bar{\sigma}_D(E, E') \approx \gamma \sqrt{\frac{E'}{E}} (E - E') F_2\left(\frac{E'}{E}, LE^{1/2}\right) \quad (4.1)$$

с постоянным по  $E'$  значением  $\gamma$ . Поэтому первый этап анализа заключается в определении по усредненным спектрам параметров  $\bar{\alpha}$ ,

$T$  и  $\chi$ . Знание этих величин позволяет непосредственно определить относительный вклад  $\eta$  прямого процесса в интегральные (по всем углам и энергиям) сечения неупругого рассеяния и суммарное сечение реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, pn)$ :

$$\eta = \int \overline{\sigma}_D(E, E') dE' / \int \overline{\sigma}_M(E, E') dE' \approx 4\gamma E^2 / 15\bar{\alpha} T^2, \quad (4.2)$$

$$\overline{\sigma}_{(n, 2n) + (n, pn)} \approx 4\pi \int \overline{\sigma}_{эксн}(E, E') dE' - 4\pi \left( \frac{4}{15} \gamma E^2 + \bar{\alpha} T^2 \right). \quad (4.3)$$

Переходя затем к анализу угловых распределений мы подбирали, основываясь на результатах расчета оболочек в потенциале Вудса-Саксона [12], соответствующие переходы для расчета  $\overline{\sigma}_D$ . Затем в формуле (3.7) пренебрегали зависимостью функции  $[(\chi_i + \chi_f)/q \times \arcsin \operatorname{tg} q / (\chi_i + \chi_f)]$  от  $\chi_i + \chi_f$  для выбранной группы переходов. Это практически всегда можно сделать, поскольку для данной энергии возбуждения и данного разрешения переходы в основном идут с некоторой группы уровней с близкими энергиями на уровни, энергии которых отличаются от начальных на величину  $E \pm \Delta/2$ , а  $\chi_i + \chi_f \sim \sqrt{\beta_i + \beta_f}$ . Тогда, вынося эту функцию из под знака суммирования (3.7) с некоторыми средними для рассматриваемой группы переходов значениями  $\chi_i$  и  $\chi_f$  и, считая, что для данной энергии падающих частиц и данной энергии возбуждения все  $\beta_{i,f}$  одинаковы  $\beta_{i,f} \approx \bar{\beta}(E, E')$  и все  $\Gamma_{i,f} = R(E, E')$ , получим выражение для описания углового распределения в виде:

$$\overline{\sigma}_D(E, E', \theta) \approx \sqrt{\frac{E'}{E}} (E - E') F_2 \left( \frac{E'}{E}, L, E'^{1/2} \right) \bar{\beta}(E, E') \left[ \frac{\chi_i + \chi_f}{q} \arcsin \operatorname{tg} \frac{q}{\chi_i + \chi_f} \right]^2 \times F(qR) \approx \bar{\beta} \Sigma(E, E', \theta), \quad (4.4)$$

где

$$F(qR) = \sum_i \frac{N_i(2j_f + 1 - N_f)}{(2j_i + 1)(2j_f + 1)} \sum_L Z^2(l; j_i, l_f | \frac{1}{2}L) j_L^2(qR). \quad (4.5)$$

Для выбранной группы переходов строится график функции  $F(qR)$  от  $qR$  и по этому графику выбирается такое значение  $R$ , чтобы угловое распределение, рассчитанное по формуле (4.4) с  $\bar{\beta} \approx 1$  ( $\Sigma(E, E', \theta)$ ) объяснило асимметрию в экспериментальном угловом распределении, т.е.

$$\frac{\sigma_D(E, E', \theta) - \sigma_D(E, E', \pi - \theta)}{\sigma_{\text{эпн}}(E, E', \theta) - \sigma_{\text{эпн}}(E, E', \pi - \theta)} = \beta_0^{\pm}(E, E'), \quad (4.6)$$

где  $\beta_0$  - не зависит от угла  $\theta$ . Затем определяется  $\bar{\beta}(E, E')$  как:

$$\bar{\beta}(E, E') = \gamma / \bar{\Sigma}(E, E'), \quad (4.7)$$

где  $\bar{\Sigma}(E, E')$  среднее по углам значение  $\Sigma(E, E', \theta)$ . Выбор переходов считается удовлетворительным, если

$$\bar{\beta}(E, E') \approx \beta_0(E, E'). \quad (4.8)$$

Вычитая теперь рассчитанные значения  $\sigma_D(E, E', \theta)$  из экспериментального сечения, получаем сечение  $\sigma_{\text{эпн}}(E, E', \theta)$ , которое симметрично относительно  $\pi/2$  и угловая зависимость которого обычно выбиралась в виде  $\alpha(E, E', \theta) = \bar{\alpha}(A + B \cos^2 \theta) [A + \frac{1}{2} B \cdot 1]$ . Следует в заключение, что для различных энергий падающих нейтронов переходы "работавшие" при одинаковых энергиях возбуждения (при условии в принципе одинакового разрешения) должны быть одинаковы. В качестве иллюстрации практического применения данной схемы проведем расчет сечений неупруго рассеянных нейтронов на ядрах  $^{238}\text{U}$  и  $\text{Fe}$ , приведенный в работе [11].

#### § 5. Анализ экспериментальных данных на $^{238}\text{U}$ и $\text{Fe}$ .

При анализе использовались дважды дифференциальные сечения неупруго рассеянных нейтронов, полученные в работах [11, 13] и приведенные в систему единиц  $\text{мб/эВ}$ .

Первым этапом анализа экспериментальных данных является определение  $\gamma$ ,  $\bar{\alpha}$  и  $T$ . Применялся метод наименьших квадратов для параметризации экспериментальных сечений следующим

$$\bar{\sigma}(E, E') = \bar{\alpha} E' e^{-E'/T} F_1\left(\frac{E'}{E}, LT^{1/2}\right) + \gamma \sqrt{\frac{E'}{E}} (E - E') F_1\left(\frac{E'}{E}, kE^A\right) \quad (5.1)$$

$L = 3,7$  нсек/м для  $E = 14,36$  Мэв и  $L = 2,5$  нсек/м для  $E = 9,1$  Мэв, получаем для  $E = 14,36$  Мэв -  $T = 1,20$  Мэв,  $\bar{\alpha} = 23,0$  мб/Мэв,  $\bar{\gamma} = 0,35$  мб/Мэв, а для  $E = 9,1$  Мэв -  $T = 0,75$  Мэв,  $\bar{\alpha} = 216$  мб/Мэв,  $\bar{\gamma} = 0,9$  мб/Мэв. На этом этапе уже можно оценить относительный вклад прямых процессов для каждой энергии падающих частиц, а также сечение реакций  $(n, 2n) + (n, pn)$  для  $E = 14,36$  Мэв. Используя (4.2) и (4.3) получаем отношение  $k$  интегральных сечений прямых процессов для  $E = 14,36$  Мэв -  $k = 0,18$ , для  $E = 9,1$  Мэв -  $k = 0,16$ , а также сечение реакций  $(n, 2n) + (n, pn)$ , равное  $0,94$  бвнр для  $E = 14,36$  Мэв.

Вторым этапом обработки экспериментальных данных является описание угловых распределений. Моноизотопный элемент  $^{93}_{41}\text{Nb}_{52}$  согласно схеме оболочек, приведенной на рис. 7, содержит сверх заполненных оболочек 2 нейтрона в состоянии  $2d_{5/2}$  и один протон в состоянии  $1g_{7/2}$ . При выборе энергий вылетающих нейтронов для которых производилась оценка угловых распределений руководствовались следующими соображениями:

1. Энергии вылетающих частиц должны достаточно сильно отличаться друг от друга, поскольку для близких энергий угловые распределения подобны.

2. Энергии вылетающих частиц не должны быть слишком большими, поскольку в самой жесткой части спектра велики экспериментальные ошибки, и не должны быть слишком малыми, чтобы не попадать в область выше порога реакции  $(n, 2n)$ .

3. Поскольку считается, что для одинаковых энергий возбужденная вклад в сечение прямых процессов дают одни и те же однократно переходы, то энергии вылетающих частиц для различных энергий падающих нейтронов выбирается в соответствии с этим требованием.

В нашем случае оказывается удобным выбрать следующие энергии:

1.  $E' = 8,72$  Мэв для  $E = 14,36$  Мэв и  $E' = 3,46$  Мэв для  $E = 9,1$  Мэв ( $E \sim 3,5$  Мэв) и,

2.  $E' = 5,67$  Мэв для  $E = 14,36$  Мэв и  $E' = 1,73$  Мэв для  $E = 9,1$  Мэв ( $E \sim 1$  Мэв). Для описания угловых распределений в первом случае, руководствуясь оболочечной схемой (рис. 7), были

обратны переходы между нейтронными оболочками:  $1g_{7/2} \leftrightarrow 2d_{5/2}$ ,  $g_{9/2} \leftrightarrow g_{7/2}$  и  $2d_{5/2} \leftrightarrow 1h_{11/2}$ . Функция  $F(qR)$  для данной группы переходов приведена на рис. 8. Во втором случае угловые распределения в рамках экспериментальных ошибок описываются, если учесть лишь один переход по протонам и нейтронам:  $1g_{7/2} \leftrightarrow 2d_{5/2}$ . Функция  $F(qR)$  для этого перехода с точностью до постоянного множителя приведена на рис. (4.2.4). Из схемы оболочек (рис. 7) следует, что этот переход соответствует энергии возбуждения  $E \sim 5$  Мэв (рис. 8). Это противоречие можно устранить если считать, что ядро ниобия деформировано и его оболочки расщеплены по магнитному квантовому числу с шириной расщепления  $\sim 2$  Мэв [14]. Расчет угловых распределений проводился по методике описанной в § 5, при этом считалось, что для всех энергий падающих частиц и всех энергий возбуждения  $KR = 5,7$ . Угловые распределения для максвелловской части считались изотропными всегда за исключением случая  $E = 9,1$  Мэв,  $E' = 1,73$  Мэв, когда лучшее согласие с экспериментом дает выбор  $\alpha = \bar{\alpha}(0,94 + 0,2 \cos^2 \theta)$ . Результаты расчетов приведены на рис. 9.

#### § 6. Анализ экспериментальных данных на ${}^{56}_{26}\text{Fe}$

Анализ экспериментальных данных на  $F_e$  проводится точно по схеме описанной в предыдущем параграфе. Основной изотоп железа  $F_e^{56}$  содержит сверхзаполненные оболочки (рис. 7) два нейтрона в состоянии  $2p_{3/2}$  и 6 протонов в  $1f_{7/2}$ . Подгонка параметров  $\gamma$ ,  $\bar{\alpha}$  и  $T$  по усредненным спектрам дает: для  $E = 14,36$  Мэв -  $T = 1,38$  Мэв,  $\bar{\alpha} = 29$  мбарн/Мэв,  $\gamma = 0,6$  мбарн/Мэв,  $\chi = 0,6$ ,  $\sigma_{(n,2n)}(n,pn) = 0,45$  барн; для  $E = 9,1$  Мэв -  $T = 0,82$  Мэв,  $\bar{\alpha} = 136$  мбарн/Мэв,  $\gamma = 1$  мбарн/Мэв,  $\chi = 0,56$ . Угловое распределение при  $E = 14,36$  Мэв,  $E' = 8,72$  Мэв описывается суммой переходов  $1f_{7/2} \rightarrow 2p_{1/2}$  и  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  по нейтронам и переходов  $1f_{7/2} \rightarrow 1g_{7/2}$  по протонам и  $2p_{3/2} \rightarrow 1g_{7/2}$  по нейтронам. Параметры  $\sigma_{if}$  считались одинаковыми для всех переходов и равными  $R = 4,1$  ф., а коэффциентальная часть изотропно. При энергии  $E' = 5,6$  Мэв для  $E = 14,36$  Мэв использовались те же суммы переходов плюс переход в нейтронной оболочке  $1f_{7/2} \rightarrow 1g_{7/2}$ . Однако, величина параметра  $R$  в этом случае несколько увеличена, что трудно объяснить дополнительными переходами в оболочке  $1f_{7/2}$  или

чим в этом случае угловые распределения можно объяснить с изотропным максвелловским распределением.

Для  $E = 9,1$  Мэв оценивались угловые распределения для  $E' = 1,5$  Мэв и 3 Мэв. Использовались те же переходы что и для соответствующих энергий в случае  $E = 14,36$  Мэв. Все  $\Gamma_{if}$  принимались равными  $R = 4,1$  ф. Вклад испарительной части предполагается изотропным:

$$\text{для } E' = 3 \text{ Мэв} - \alpha = \bar{\alpha} (0,9 + 0,3 \cos^2 \theta)$$

$$\text{для } E' = 1,5 \text{ Мэв} - \alpha = \bar{\alpha} (0,88 + 0,35 \cos^2 \theta)$$

Результаты расчетов приведены на рис. 9.

### В а к л ю ч е н и е

Прежде всего из анализа экспериментальных данных следует вывод о возможности представления спектра неупруго рассеянных нейтронов в рассмотренных примерах в виде суммы испарительной максвелловской части, которой соответствуют одинаковые под всеми углами температуры и симметричные угловые распределения, и вклады процесса неупругого прямого рассеяния. Использованное в работе приближенное представление вероятности отдельного одночастичного перехода как функции переданного импульса  $q$  существенно упрощает параметризацию и находит качественное подтверждение при сопоставлении данных для соответствующих значений  $E$ ,  $E'$  и  $\theta$ . Отметим также, что для рассмотренных примеров относительный характер угловых распределений от  $q$  позволяет более или менее однозначно связать их с определенными переходами в модели оболочек. Таким образом, основным аргументом в пользу приведенной схемы параметризации дважды дифференциальных сечений неупруго рассеянных нейтронов служит ее качественное соответствие основным наблюдаемым в эксперименте тенденциям в энергетической и угловой зависимостях нейтронных сечений.

В заключение отметим, что практический анализ спектров неупруго рассеянных нейтронов на основе рассмотренной схемы имеет ряд преимуществ по сравнению с другими схемами 1,3,15. Во-первых, при выделении испарительной части используется весь объем экспериментальной информации как для энергетического, так и углового распределения нейтронов эмиссии. В результате повышается точность определения ядерной температуры, одинаковой под всеми углами.

Появляется возможность оценки вклада немаксвелловской части в различных энергетических интервалах и для разных углов, а для  $E = 14,36$  Мэв определяется также сечение реакции  $(n, 2n) + (n, pn)$ . Во-вторых, представляя угловую зависимость при некоторой энергии  $E$  (например, при  $E = 14,36$  Мэв) как функцию  $\varphi$  и  $\xi$ , можно на основе нашей схемы сделать качественные заключения о характере угловых распределений для других энергий падающих нейтронов при соответствующих  $\xi$ . И, наконец, в-третьих, наблюдаемые особенности углового распределения неупруго рассеянных нейтронов для рассмотренных ядер находят простую интерпретацию в рамках модели оболочек.

Авторы пользуются случаем выразить глубокую признательность доктору физико-математических наук Ставинскому В.С. и кандидату физико-математических наук Сальникову О.А. за постоянный интерес к работе и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D.V.Thomson. *Phys. Rev.*, 129, 1649, 1963.  
M.Maruuma. *Nucl. Phys.*, A131, 145, 1969.
2. О.А.Сальников и др. *ЯФ*, 12, 1132, 1970.
3. О.А.Сальников и др. *ЯФ*, 17, 1001, 1973.
4. Дж.Блатт, В.Вайскопф. "Теоретическая ядерная физика". ИИЛ, М., 1954, с. 288.
5. T.Ericson. *Adv. in Physics*, 9, 425, 1960.
6. А.А.Лукьянов, О.А.Сальников, Е.М.Саприкин. Препринт ФЭИ-472, 1974.
7. S.T.Butler. *Phys. Rev.*, 106, 272, 1957.
8. А.С.Давыдов. "Теория атомного ядра" Физматгиз, М., 1958.
9. I.M.Blatt, L.C.Biedenharn. *Rev. Mod. Phys.* 24, 249, 1952.
10. П.Э.Немировский. Современные модели атомного ядра. Атомиздат, М., 1960., С.А.Фалис. Препринт ИАЭ-1593, 1968.
11. Н.С.Биржков, В.В.Журавлев, В.И.Пляскан и др. Препринт ФЭИ-457, 1973.
- 12.

12. И.Ю.Ширякова. Препринт СИН Р5-3712. Дубна, 1968.
13. Г.Н.Ловчикова и др. Научно-технический сборник "Верные константы" № 7, 102, Атомиздат, 1971.
14. С.Нильсон. Сборник статей "Деформация ядра", 232, ИЦ, М., 1958.
15. T.T.Griffin. Phys. Rev. Letters. 17,448, 1966.

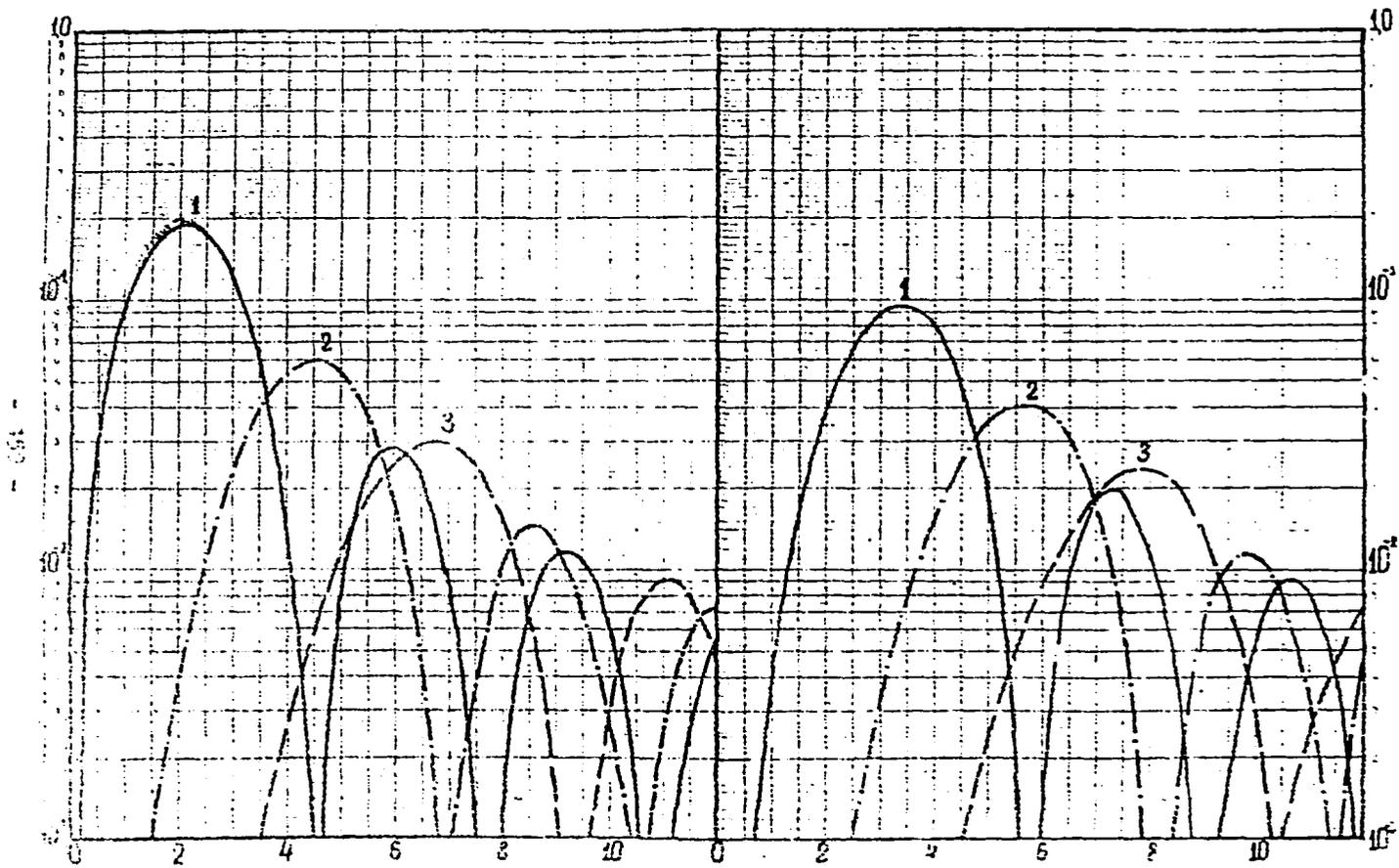


FIG. 1.1

FIG. 1.2

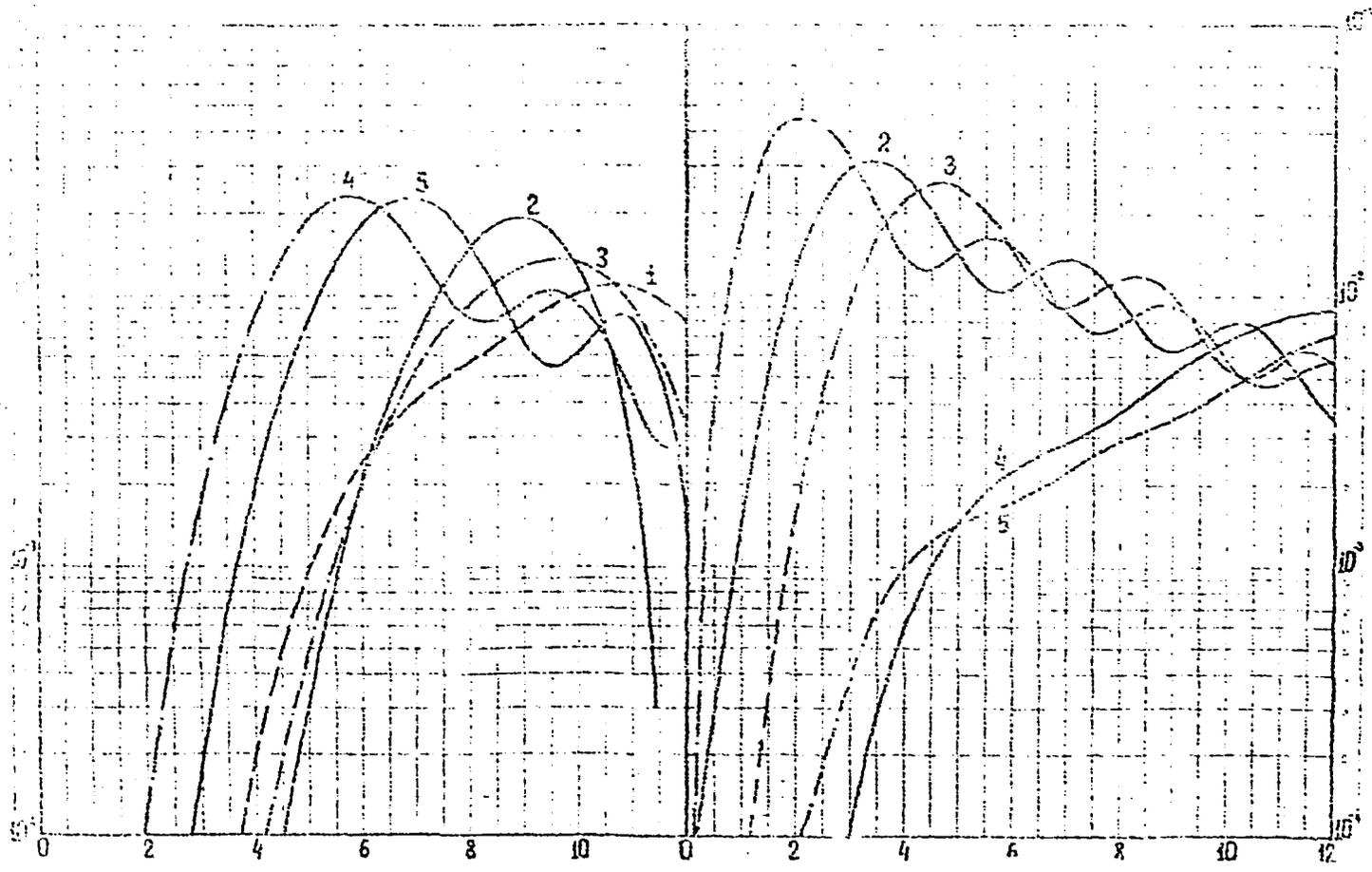


Рис. 2.1

Рис. 2.2

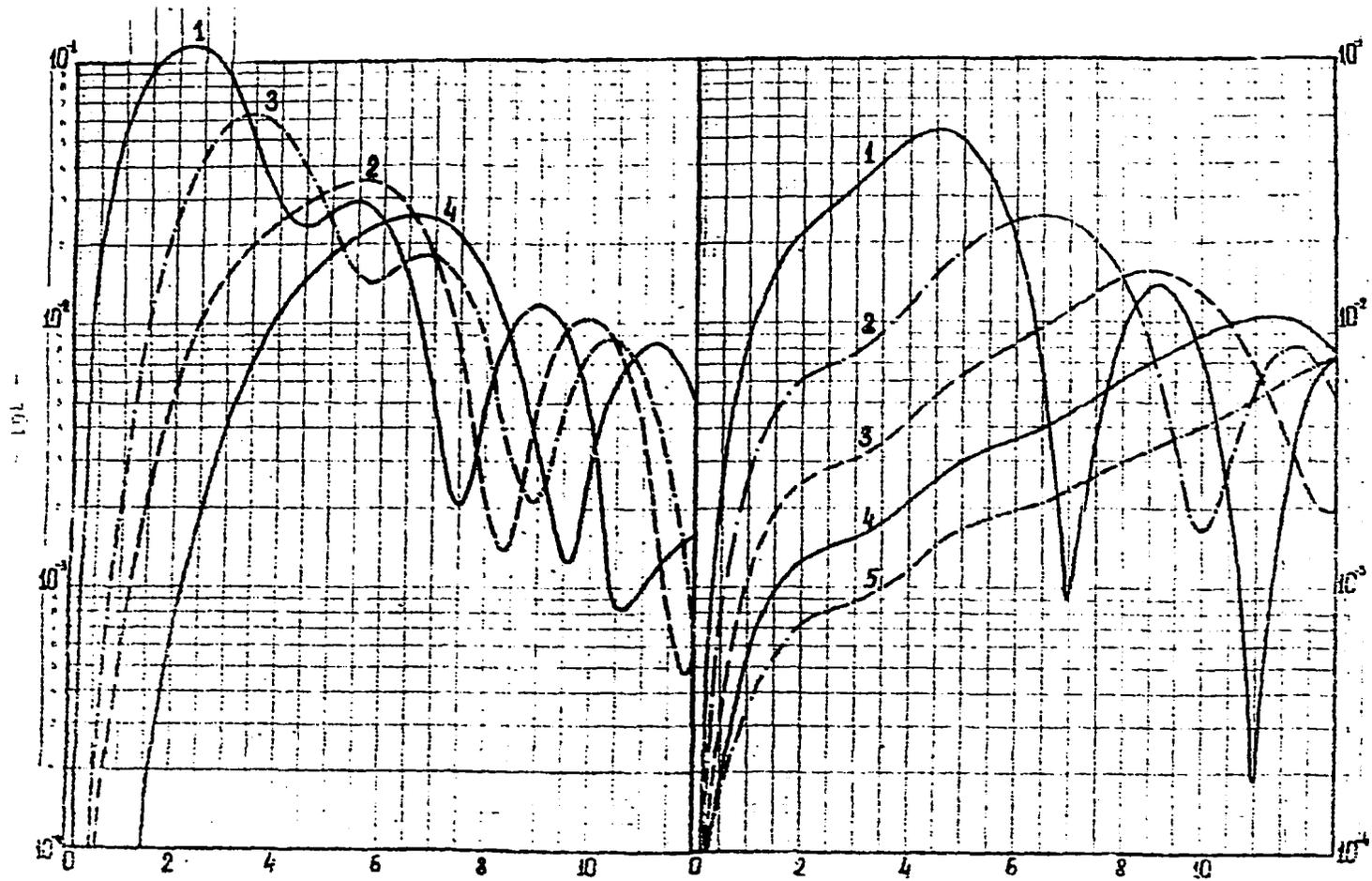


Рис. 3.1

Рис. 3.2

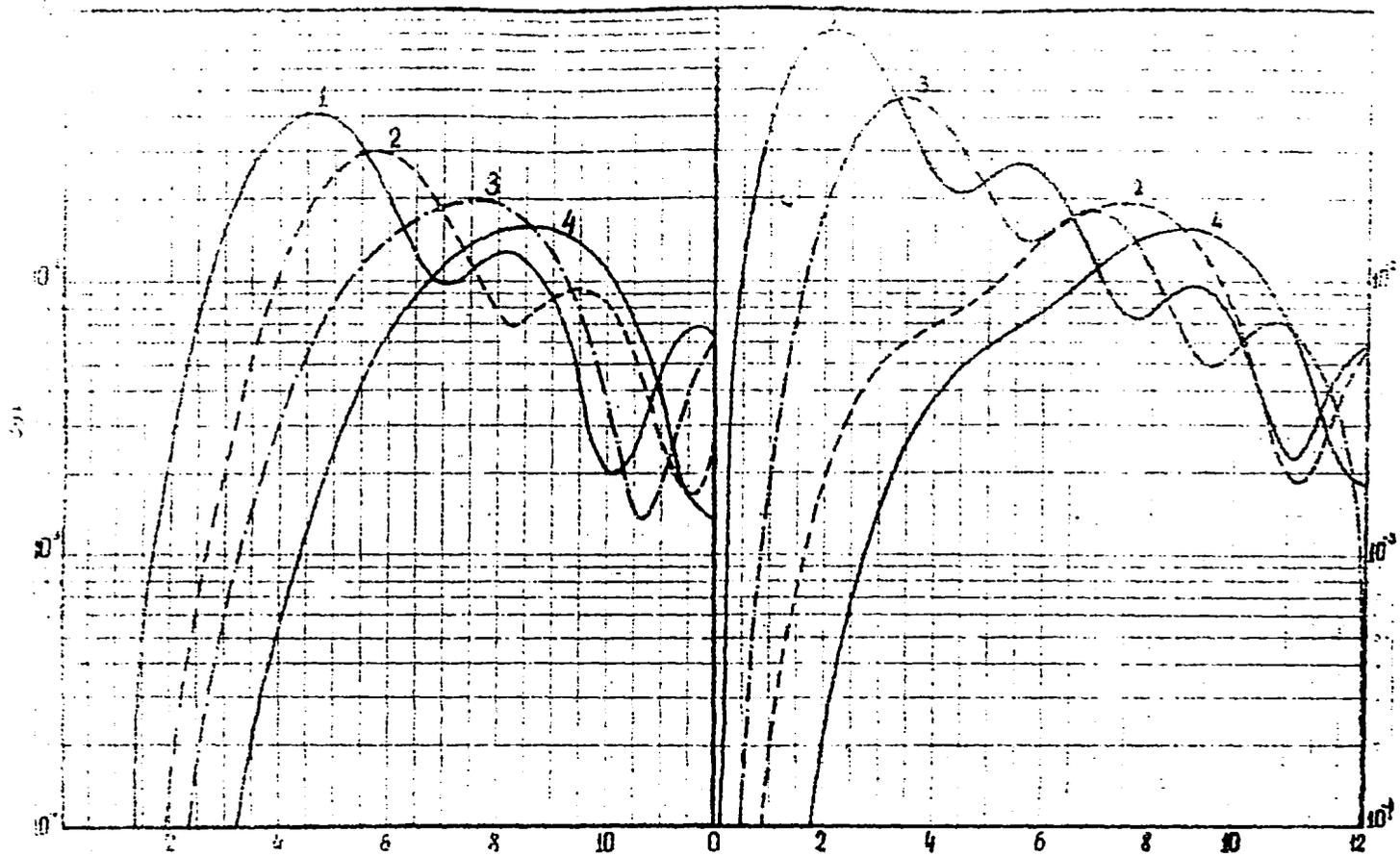


Рис. 4.1

Рис. 4.2

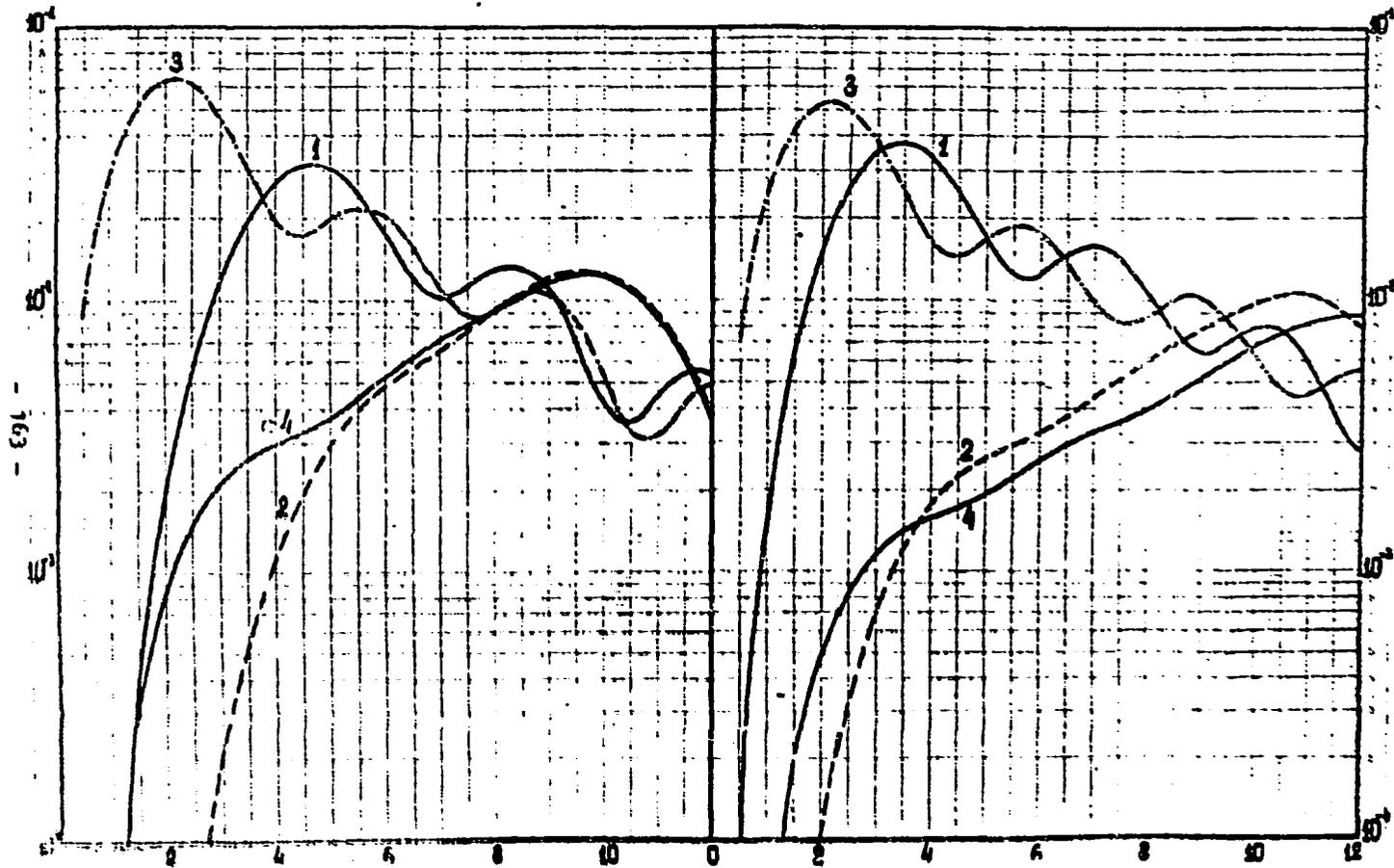


FIG. 5.1

FIG. 5.2

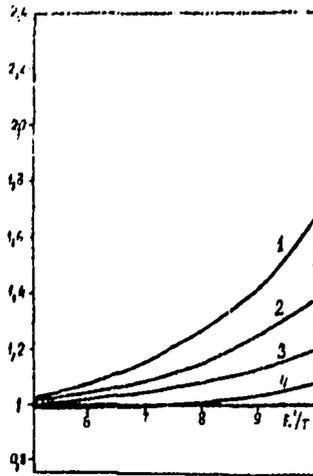


Рис. 6 а.

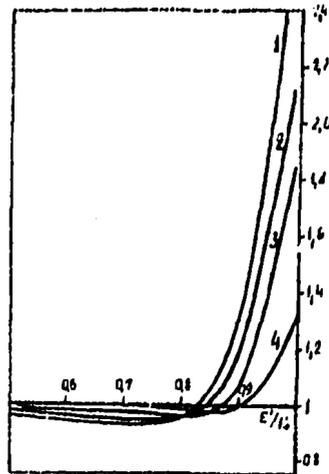
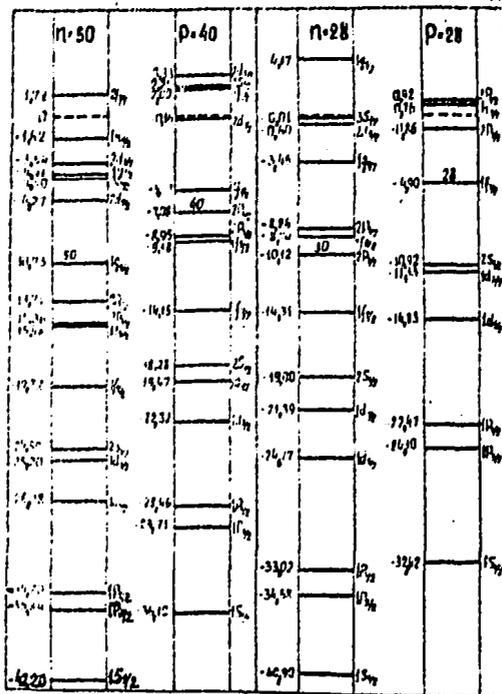


Рис. 6 б.



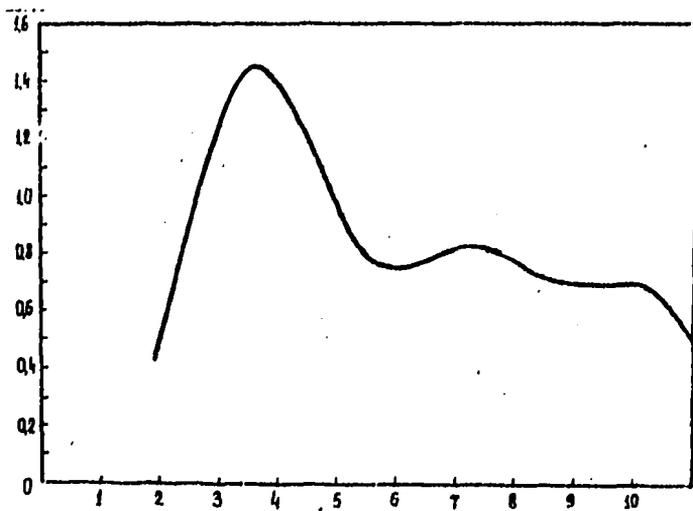


Рис. 8

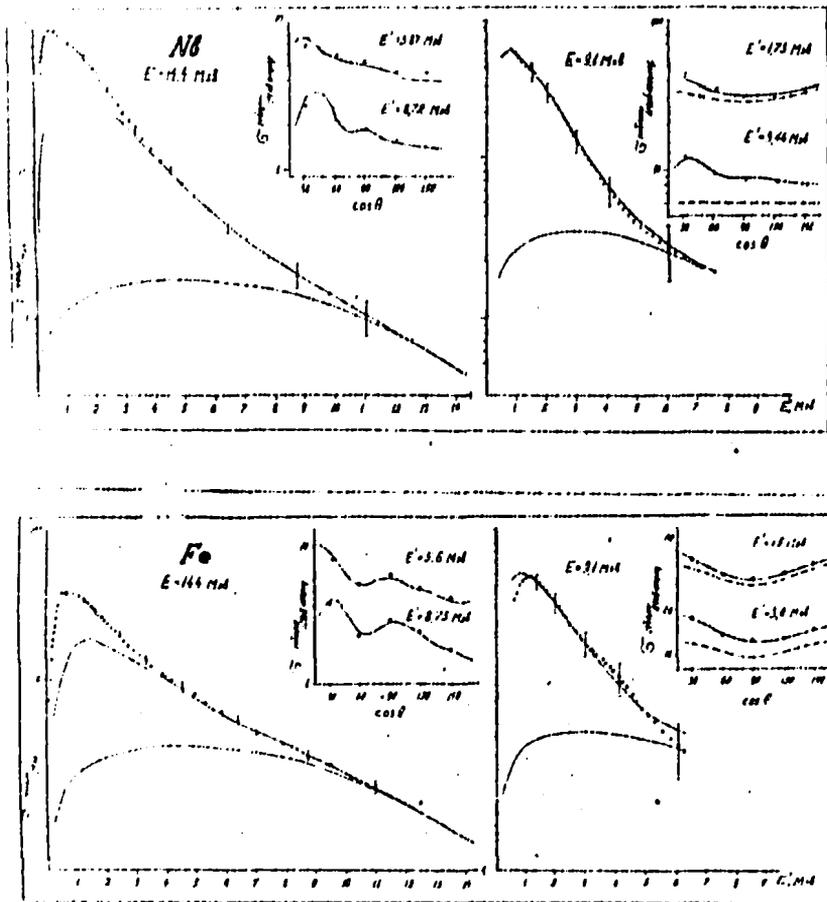


Рис. 9

Таблица 1

$l_i$	$j_i$	$l_f$	$j_f$	Номер рис.	$l_i$	$j_i$	$l_f$	$j_f$	Номер ри- сунки
0	1/2	I	1/2	I.I.I. 2	3/2	5	II/2	4.1.4.	
0	1/2	I	3/2	I.I.I. 2	3/2	6	II/2	4.1.3.	
0	1/2	2	3/2	I.2.1. 2	3/2	6	13/2	2.1.3.	
0	1/2	2	5/2	I.2.1. 2	5/2	3	5/2	3.1.2.	
0	1/2	3	5/2	I.1.2. 2	5/2	3	7/2	4.2.1.	
0	1/2	3	7/2	I.1.2. 2	5/2	4	7/2	4.2.2.	
0	1/2	4	7/2	I.2.2. 2	5/2	4	9/2	4.2.3.	
0	1/2	4	9/2	I.2.2. 2	5/2	5	9/2	4.2.4.	
0	1/2	5	9/2	I.1.3. 2	5/2	5	II/2	5.1.1.	
0	1/2	5	II/2	I.1.3. 2	5/2	6	II/2	5.1.2.	
0	1/2	6	II/2	I.2.3. 2	5/2	6	13/2	2.1.4.	
0	1/2	6	13/2	I.2.3. 3	5/2	3	7/2	4.2.2.	
I	1/2	I	3/2	I.2.1. 3	5/2	4	7/2	4.2.1.	
I	1/2	2	3/2	I.1.1. 3	5/2	4	9/2	4.2.4.	
I	1/2	2	5/2	I.1.2. 3	5/2	5	9/2	4.2.3.	
I	1/2	3	5/2	I.2.1. 3	5/2	5	II/2	5.1.2.	
I	1/2	3	7/2	I.2.2. 3	5/2	6	II/2	5.1.1.	
I	1/2	4	7/2	I.1.2. 3	5/2	6	13/2	2.1.5.	
I	1/2	4	9/2	I.1.3. 3	7/2	4	7/2	3.1.3.	
I	1/2	5	9/2	I.2.2. 3	7/2	4	9/2	5.1.3.	
I	1/2	5	II/2	I.2.3. 3	7/2	5	9/2	5.1.4.	
I	1/2	6	II/2	I.1.3. 3	7/2	5	II/2	5.2.1.	
I	1/2	6	13/2	2.1.1. 3	7/2	6	II/2	5.2.2.	
I	3/2	2	3/2	3.1.1. 3	7/2	6	13/2	2.2.1.	
I	3/2	2	5/2	3.2.1. 4	7/2	4	9/2	5.1.4.	
I	3/2	3	5/2	3.2.2. 4	7/2	5	9/2	5.1.3.	
I	3/2	3	7/2	3.1.3. 4	7/2	5	II/2	5.2.2.	
I	3/2	4	7/2	3.1.4. 4	7/2	6	II/2	5.2.1.	
I	3/2	4	9/2	4.1.1. 4	7/2	6	13/2	2.2.2.	
I	3/2	5	9/2	4.1.2. 4	9/2	5	9/2	3.1.4.	
I	3/2	5	II/2	4.1.3. 4	9/2	5	II/2	5.2.3.	
I	3/2	6	II/2	4.1.4. 4	9/2	6	II/2	5.2.4.	
I	3/2	6	13/2	2.1.2. 4	9/2	6	13/2	2.2.3.	

Продолжение таблицы I

$l_i$	$d_i$	$l_f$	$d_f$	Номер рисунка	$l_i$	$d_i$	$l_f$	$d_f$	Номер ри- сунка
2	3/2	2	5/2	3.2.2.	5	9/2	5	11/2	5.2.4.
2	3/2	3	5/2	3.2.1.	5	9/2	6	11/2	5.2.3.
2	3/2	3	7/2	3.2.4.	5	9/2	6	13/2	2.2.4.
2	3/2	4	7/2	3.2.3.	5	11/2	6	11/2	3.1.5.
2	3/2	5	9/2	4.1.1.					

ПОЛУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФУНКЦИИ ГАУССА МЕТОДОМ  
МАКСИМУМА ПРАВДОПОДОБИЯ

А.А.Грешинлов, Л.А.Иванова

Abstract -- Аннотация

DETERMINATION OF THE GAUSSIAN FUNCTION PARAMETERS BY THE LIKELIHOOD MAXIMUM METHOD. The paper gives a technique for determining the estimations of the Gaussian function free parameters ( $\sigma$ ,  $A$ ,  $t_0$ )

$$y(t) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right] = f(t, \bar{a}), \quad (1)$$

by the maximum likelihood method with account to uncertainties on two coordinate axes for the following cases.

1. A discrete set of values of the experimental points coordinates is given;

2. For the discrete set of  $(t_k)$  values the values of  $(y_k)$  integrals, taken on the corresponding intervals  $[t_{k-1}, t_k]$ , are known.

ПОЛУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФУНКЦИИ ГАУССА МЕТОДОМ МАКСИМУМА ПРАВДОПОДОБИЯ. В настоящей работе описан способ нахождения оценок свободных параметров ( $\sigma$ ,  $A$ ,  $t_0$ ) функции Гаусса

$$y(t) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right] = f(t, \bar{a}), \quad (1)$$

методом максимума правдоподобия с учетом погрешностей по двум координатным осям для следующих случаев:

1. Задан дискретный набор значений координат экспериментальных точек;

2. Для дискретного набора значений  $(t_k)$  известны значения интегралов  $(y_k)$  взятые на соответствующих интервалах  $[t_{k-1}, t_k]$ .

В экспериментальной физике, в частности, при спектрометрии гамма-излучения для получения характеристик источника (величина активности, энергия) необходимо определить параметры фотоника, который описывается функцией Гаусса. Параметры функции Гаусса требуется определить и во многих других случаях, к примеру, при характеристике дозиметрической обстановки и пр.

По сравнению с ранее опубликованными работами способ определения параметров функции Гаусса в данной работе описан для более общего случая.

Так, в работе [1] поставленная задача решалась методом максимума правдоподобия в предположении, что погрешность экспериментальных результатов заключена только в ординатах точек.

В общем случае необходимо учитывать погрешность исходных данных как по оси ординат, так и по оси абсцисс. Неучет погрешности по оси абсцисс приводит к заниженным оценкам дисперсии определяемых параметров и может привести к смещенным оценкам [2]. Поэтому результаты могут быть использованы во многих случаях, когда нельзя пренебречь погрешностью в аргументе функции.

Пусть экспериментальный сигнал описывается функцией Гаусса:

$$y(t) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (1)$$

где  $\sigma^2$  — дисперсия функции Гаусса;  
 $A$  — площадь под кривой Гаусса;  
 $t_0$  — абсцисса максимума пика.

Параметры ( $\sigma$ ,  $A$ ,  $t_0$ ) выбираются таким образом, чтобы дать лучшую аппроксимацию экспериментального импульса. Среди разработанных критериев аппроксимации экспериментальной кривой некоторой функцией наиболее общие следуют из принципа максимального правдоподобия, который приводит в случае нормального распределения ошибок измерения к методу наименьших квадратов [3].

Наилучшие оценки свободных параметров согласно методу максимума правдоподобия есть такие значения, при которых плотность распределения вероятности экспериментальных точек имеет максимальное значение. Оценка искомых параметров [4] находится из системы:

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial \bar{x}^i} = \bar{\delta}^i \quad \text{при} \quad \bar{x}^i = \bar{x}^i, \quad (2)$$

где через  $\bar{x}$  обозначена оценка вектора параметров;  
 $\rho$  - плотность распределения вероятности;  
 $\bar{\delta}$  - нулевой вектор.

Обращая матрицу вторых производных от функции (2)

$$\left[ \frac{\partial^2 \ln \rho(\bar{a}^i \xi)}{\partial x_i \partial x_j} \right],$$

где  $\xi$  - вектор экспериментальных значений ( $i, j = 1, 2, 3$ ), находим с точностью до членов высшего порядка матрицу ошибок искомых параметров; на главной диагонали находятся компоненты дисперсии параметра  $\bar{x}^i$ , взятые с обратным знаком.

Вместо детальной информации о значениях переменных или известны либо средние значения переменных по группам событий, либо приближенные их значения. Поэтому воспользуемся методом конъюгентного анализа.

Считаем, что экспериментальные значения распределены по закону Гаусса и независимы. Тогда плотность распределения вероятности экспериментальных точек сплывается следующим выражением:

$$\rho = \prod_k P_k(t_k, y_k) = \prod_k \frac{1}{2\pi x_{t_k} x_{y_k}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[ \frac{(t_k - \langle t_k \rangle)^2}{x_{t_k}^2} + \frac{(y_k - \langle y_k \rangle)^2}{x_{y_k}^2} \right] \right\}, \quad (3)$$

где через  $t_k$ ,  $y_k$  обозначены абсцисса и ордината измеренной  $k$ -ой точки импульса,  $\langle t_k \rangle$ ,  $\langle y_k \rangle$  - соответствующие ожидаемые значения, а  $x_{t_k}^2$ ,  $x_{y_k}^2$  - соответствующие значения дисперсии экспериментальных данных.

Логарифмируя последнее выражение, получим:

$$F = \ln P = -\frac{1}{2} \sum_k \left\{ \frac{(t_k - \langle t_k \rangle)^2}{x_{t_k}^2} + \frac{(y_k - \langle y_k \rangle)^2}{x_{y_k}^2} \right\} + Const. \quad (4)$$

Учитывая выражение (4) и обозначив неизвестные параметры функции Гаусса как компоненты трехмерного вектора  $\bar{x}(x_1, x_2, x_3) = \bar{x}(\bar{\sigma}, \bar{\mu}, \bar{t}_0)$  условие максимума правдоподобия запишем в виде системы трех transcendентных уравнений с тремя неизвестными:

$$\frac{\partial \ln P}{\partial x_i} = \sum_k \left( \frac{t_k - \langle t_k \rangle}{x_{t_k}^2} \cdot \frac{\partial \langle t_k \rangle}{\partial x_i} + \frac{y_k - \langle y_k \rangle}{x_{y_k}^2} \cdot \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_i} \right) = 0, \quad (5)$$

$$i = 1, 2, 3.$$

Пока не существует простой теории, которая указала бы имеет ли система (5) решение, и является ли оно единственным. Решение каждой такой системы должно рассматриваться как специальная задача.

Для решения нелинейной системы, записанной в векторной форме

$$F(\bar{x}) = \theta, \quad (6)$$

где через  $\bar{x}$  - обозначен вектор-решение;

через  $\theta$  - нулевой вектор и учитывая унимодальность минимизируемого функционала можно применить два общих метода: метод наискорейшего спуска и метод Ньютона [5].

Из соображений экономии машинного времени метод Ньютона выбран.

Аппроксимируя нелинейную систему (6) двумя членами ряда Тейлора в точке  $\bar{x}_0$ , запишем:

$$F(\bar{x}) \approx F(\bar{x}_0) + J(\bar{x}_0)(\bar{x} - \bar{x}_0), \quad (7)$$

где  $\bar{x}_0$  - есть первое приближение для искомого вектора (часто для конкретного класса задач известно заранее);

$J(\bar{X}_0)$  – значение Якобиана системы (6) в точке  $\bar{X}_0$ .

Правая часть системы (7) представляет собой линейную векторную функцию от  $\bar{X}$ , которая наилучшим образом аппроксимирует нелинейную функцию  $F(\bar{X})$  в точке  $\bar{X}_0$  [6].

Положив в Ньютоновском процессе правую часть (7) равной нулевому вектору  $\bar{0}$ , решаем полученную систему уравнений относительно  $\bar{X}$ .

Общий итерационный шаг может быть записан в виде:

$$\bar{X}^{n+1} = \bar{X}^n - [J(\bar{X}^n)]^{-1} F(\bar{X}^n). \quad (8)$$

Каждый итерационный шаг вычисления включает нахождение  $m^2$  производных и решение линейной алгебраической системы  $m$ -го порядка для получения решения системы (8). После решения этой системы следующий шаг состоит в определении вектора невязки.

Итерационный процесс продолжается до тех пор, пока  $F(\bar{X}^{n+1})$  не будет достигнута заданная точность искомых параметров.

Нередки случаи, когда в зависимости от вида  $F(\bar{X})$  и выбора нулевого приближения  $\bar{X}_0$  в итерационном процессе последовательность решений  $(X^n)$  не сходится и принимает в небольшом периоде конечное число предельных значений. Если заранее известно, где находится искомое решение и сколько всего имеется решений, то беря различные начальные приближения находим ряд решений нелинейной системы.

В процессе решения полезно использовать отличие экспериментальных значений  $y_k(t)$  в (1) от значений, которые получаются от найденных решений  $\bar{X}^n$  нелинейной системы.

Дифференцируя (5) по искомым параметрам запишем элементы Якобиана:

$$\frac{\partial^2 \ln P}{\partial x_i \partial x_j} = \sum_k \left( - \frac{\partial \langle t_k \rangle}{\partial x_i} \frac{\partial \langle t_k \rangle}{\partial x_j} \frac{1}{x_k^2 t_k} + \frac{t_k - \langle t_k \rangle}{x_k^2 t_k} \frac{\partial^2 \langle t_k \rangle}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_i} \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_j} \frac{1}{x_k^2 y_k} + \frac{y_k - \langle y_k \rangle}{x_k^2 y_k} \frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_i \partial x_j} \right), \quad (9)$$

$$i, j = 1, 2, 3.$$

В выражениях (4,5,9) неизвестны  $\langle t_k \rangle$ .  
 Значения  $\langle t_k \rangle$  можно определять несколькими способами  
 [7,8]. Если определим  $\langle t_k \rangle$  из условия  $\frac{\partial F}{\partial \langle t_k \rangle} = 0$ , т.е.

$$\frac{t_k - \langle t_k \rangle}{x_{t_k}^2} + \frac{y_k - \langle y_k \rangle}{x_{y_k}^2} \cdot \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial \langle t_k \rangle} = 0, \quad (10)$$

$$k = 1, 2, \dots, N,$$

где

$$\langle y_k \rangle = \frac{x_{t_k}^2}{\sqrt{2\pi} x_i} \exp\left[-\frac{(\langle t_k \rangle - x_i)^2}{2 x_i^2}\right] = f(\langle t_k \rangle, k), \quad (10^I)$$

то приходим к очень громоздким выражениям и сложному вычислительному процессу. Определим  $\langle t_k \rangle = t_0 + \sigma \sqrt{2 \ln(A/\sqrt{2\pi} B y_k)}$ ;  $\langle y_k \rangle = f(t_k, k)$ .  
 Откуда получим:

$$\frac{\partial \langle t_k \rangle}{\partial x_i} = \frac{x_{t_k}^2}{x_{y_k}^2} [(y_k - \langle y_k \rangle) \frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_i \partial \langle t_k \rangle} - \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial \langle t_k \rangle}], \quad (11)$$

$$i = 1, 2, 3.$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \langle t_k \rangle}{\partial x_j \partial x_i} = & \frac{x_{t_k}^2}{x_{y_k}^2} [(y_k - \langle y_k \rangle) \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \left( \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial \langle t_k \rangle} \right) - \\ & - 2 \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_j \partial \langle t_k \rangle} - \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_i \partial \langle t_k \rangle}], \quad i, j = 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (11^I)$$

где выражения  $\frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_i}$ ,  $\frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_j \partial x_i}$ ,  $\frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial \langle t_k \rangle}$  находим из (10, 11, 13).

Чтобы получить выражения для первых производных от  $\langle y_k \rangle$ , дифференцируем формулу (I) как функцию  $\langle y_k \rangle = I(\langle t_k \rangle)$  по параметрам  $\bar{x}$ .

$$\frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_1} = \frac{C_k x_2}{2x_1} \left[ \left( \frac{\langle t_k \rangle - x_3}{x_1} \right)^2 - 1 \right]; \quad (I2)$$

$$\frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_2} = \frac{C_k}{2}; \quad \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_3} = \frac{C_k x_2}{2x_1} \cdot \frac{\langle t_k \rangle - x_3}{x_1},$$

где  $2 = \sqrt{2\pi} x_1$  и  $C_k = \exp\left[-\frac{(\langle t_k \rangle - x_3)^2}{2x_1^2}\right]$ .

И, наконец, дифференцируя систему (I2) по неизвестным параметрам  $\bar{x}$  ( $x_1, x_2, x_3$ ) получим симметричную матрицу вторых производных третьего порядка:

$$\frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_j \partial x_i}, \quad (I3)$$

$$i, j = 1, 2, 3.$$

$$\frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_1^2} = \frac{x_2}{2x_1} \left\{ \left( \frac{\langle t_k \rangle - x_3}{x_1} \right)^4 - 5 \left( \frac{\langle t_k \rangle - x_3}{x_1} \right)^2 + 2 \right\};$$

$$\frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_2^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_3^2} = \frac{C_k x_2}{2x_1} \left[ \left( \frac{\langle t_k \rangle - x_3}{x_1} \right)^2 - 1 \right];$$

$$\frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_2 \partial x_1} = \frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_1 \partial x_2} = \frac{C_k}{2x_1} \left[ \left( \frac{\langle t_k \rangle - x_3}{x_1} \right)^2 - 1 \right];$$

$$\frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_3 \partial x_1} = \frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_1 \partial x_3} = \frac{C_k x_2}{2x_1} \left[ \left( \frac{\langle t_k \rangle - x_3}{x_1} \right)^2 - 3 \right] \frac{\langle t_k \rangle - x_3}{x_1};$$

$$\frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_2 \partial x_3} = \frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_3 \partial x_2} = \frac{C_k}{2x_1} \cdot \frac{\langle t_k \rangle - x_3}{x_1}.$$

Система уравнений (5) с учетом выражений (10,11,12) решается методом последовательных приближений.

Итерационная формула Ньютона (8) для системы (5) переписывается в виде:

$$\bar{x}^{n+1} = \bar{x}^n - \left[ \frac{\partial^2 L_n P}{\partial x_i \partial x_j} \right]_{\bar{x} = \bar{x}^n}^{-1} \cdot \frac{\partial L_n P}{\partial x_i} / \bar{x} = \bar{x}^n,$$

где  $\left[ \frac{\partial^2 L_n P}{\partial x_i \partial x_j} \right]_{\bar{x} = \bar{x}^n}$  - значение Якобиана в точке  $\bar{x} = \bar{x}^n$ ,  
 $n$  - указывает шаг в итерационном процессе.

При нахождении параметров функции Гаусса были рассмотрены следующие случаи.

1. Задан дискретный набор координат точек импульса по обеим осям  $(t_k)$  и  $(y_k)$ .

2. Задан дискретный набор значений  $(t_k)$  и набор непрерывных значений  $(y_k)$ , взятых на этих отрезках  $\{[t_{k-1}, t_k]\}$ . Для этого случая осредненные значения  $\langle y_k \rangle$  находим как осредненные интегралы:

$$\langle y_k \rangle = \int_{t_{k-1}}^{t_k} \frac{x_2}{\sqrt{2\pi} x_1} \exp\left[-\frac{(t-x_0)^2}{2x_1^2}\right] dt.$$

В целях экономии машинного времени в итерационном процессе нахождения значений  $\langle t_k \rangle$ , за нулевое приближение принимаем значения  $(\langle t_k \rangle)_0 = t_k$ , которые уточняются в процессе счета.

Для дискретного задания импульса определялось, как рассчитывать определенное число точек в измераемом интервале, чтобы точность нахождения неизвестных параметров была максимальной.

Были рассмотрены следующие наборы значений  $(t_k)$  :

а) значения  $(t_k)$  равномерно расположены на оси абсцисс;

б) интервалы на оси  $dt \{[t_{k-1}, t_k]\}$  взяты так, чтобы соответствующие им значения интегралов  $C = \int_{t_{k-1}}^{t_k} I(t) dt$  были равны от отрезка к отрезку;

в) интегралы  $\int_{t_{k-1}}^{t_k} I(t) dt$  монотонно возрастают от отрезка к отрезку, то есть от "нуля" к "бесконечности" по оси  $dt$ .

Из результатов счета следует, что наименьшую дисперсию для параметра  $\sigma$  получаем, когда значения интегралов от отрезка к отрезку не изменяются, наибольшую погрешность получаем в случае в).

#### Описание программы

1. Нулевые приближения для свободных параметров функции Гаусса оцениваются из графика пика.

2. Вычисляем первые и вторые смешанные производные

$$\frac{\partial \langle t_k \rangle}{\partial x_i}, \quad \frac{\partial \langle y_k \rangle}{\partial x_i}, \quad \frac{\partial^2 \langle t_k \rangle}{\partial x_i \partial x_j}, \quad \frac{\partial^2 \langle y_k \rangle}{\partial x_i \partial x_j}, \quad i, j = 1, 2, 3.$$

для  $\bar{X}^n$  - го приближения искомых параметров.

3. Вычисляем правые части в системе линейных уравнений для  $\bar{X}^n$ .

4. Решение системы линейных уравнений.

5. Нахождение  $(n+1)$  - го приближения методом линеаризации Ньютона.

6. Вычисление относительной погрешности найденного решения и суммы квадратов невязок:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\sum_{i=1}^3 (x_i^{n+1} - x_i^n)^2}{\sum_{i=1}^3 (x_i^n)^2} \leq \varepsilon_1 \\ & \sum_k \left| \frac{y_k - I(t_k, y_k, \bar{X}^{n+1})}{y_k} \right| \leq \varepsilon_2 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где  $x_1^{n+1}, x_2^{n+1}$  - компоненты вектора  $\bar{x}$  на  $(n+1)$  и  $n$  шагах итерации;

$\delta_1, \delta_2$  - точность найденного решения.

При расчете принимаются  $\delta_1 = 10^{-3}, \delta_2 = 0,01$ .

7. При выполнении условий (11) вычисляется матрица ошибок, где на главной диагонали показаны дисперсии по найденным параметрам функции, в противном случае итерационный процесс продолжается. Второе из условий (11) позволяет расширить диапазон нулевых приближений для неизвестных параметров до 40%, что достаточно для большинства практических случаев.

Для отклонения координат полученных данных итерационный процесс стабилизируется, даже если нулевое приближение отличается от истинного значения на порядок.

В нашем случае ( $\sigma = 3, \lambda = 3, z_0 = 0$ ) оказалось, что вычисление затрат времени на ЭМ достигаются при точности  $\delta_1 = 0,001$ . При этом требуется 7 минут машинного времени, если нулевое приближение отличается от истинного значения по параметру  $\lambda$  на ЭМ, по параметру  $\sigma$  на порядок, по параметру  $z_0 = 0,01$ .

Разработанный алгоритм реализован на алгоритмическом языке "Алгол-60" с транслятором АКМ-400-М на ЭВМ "Минск-2".

Идея, заложенная в работе алгоритм привел в конечном счете к созданию, состоящая из громоздких (хотя и несложных) уравнений. Для более сложного вида функций выражения становятся еще более громоздкими. Поэтому может потребоваться поиск других алгоритмов для определения свободных параметров сложных функций.

В частности, уже рассмотренный алгоритм, включающий минимизацию функционала

$$F = \sum_k \left[ \left( \frac{t_k - \bar{t}_k}{\sigma t_k} \right)^2 + \left( \frac{y_k - \bar{y}_k}{\sigma y_k} \right)^2 \right].$$

где  $\bar{y}_k = f(t_k)$ , а  $\bar{z}_k$  находятся по известным значениям через обратные соотношения, т.е.  $\bar{z}_k = f^{-1}(y_k)$  для произвольной функции не во всех случаях обеспечивает несмещенность оценок.

## В ы в о д и

1. Рассмотрен алгоритм определения свободных параметров функции Гаусса методом максимума правдоподобия с учетом погрешности экспериментальных точек как по оси ординат, так и по оси абсцисс.

2. Получающиеся системы нелинейных уравнений решались методом линеаризации Ньютона.

3. При задании нулевого приближения, отличающегося на ~40% от истинных значений, процесс счета длился 10-15 мин. на ЭВМ "Минск-22" и содержал от 10 до 30 итераций при достижении погрешностей суммы квадратов невязок, не превышающей 0,01.

## Л и т е р а т у р а

1. Ciampi M. et al. Nucl. Instr. and Meth. Fitting of gaussians to peaks by a maximum probability method. 66, No.1, 102, 1968.
2. Федоров В.В. Теория оптимального эксперимента. М., "Наука", 1971, с. 48, 227.
3. Линник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки информации. М., Физматгиз, 1958, с. 127, 151.
4. Люши Л. Теория и практика обработки результатов измерений. М., "Мир", 1968, перевод с английского Клепикова Н.И., с. 237, 243.

5. Демидович В.П., Марон И.А. Основы вычислительной математики. М., "Наука", 1970, с.123,167.
6. Форсайт Дж., Молер. Численное решение систем линейных алгебраических уравнений. М., "Мир", 1969, перевод с английского под редакцией Г.И.Марчука, с. 154.
7. Клепиков Н.П., Соколов С.Н. Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия. М., "Наука", 1964, с.178.
8. Williamson J.H. Least-squares fitting of a straight line. *Canad J. of Phys.*, 1968, v. 46, p. 1845.

МАШИННАЯ БИБЛИОТЕКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ

В.М.Бычков, В.Н.Манохин, В.В.Сургутанов

Abstract - Аннотация

МАШИННАЯ БИБЛИОТЕКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ.  
В статье дано описание машинной библиотеки экспериментальных  
нейтронных данных, имеющейся в Центре по ядерным данным  
(Обнинск). Кратко описан формат библиотеки (ЭКСФОР) и комп-  
лексе обслуживающих библиотеку программ.

THE COMPUTER EXPERIMENTAL NEUTRON DATA LIBRARY.

The description of the computer experimental neutron data  
library of Nuclear Data Centre (Obninsk) is given. The format  
of the library (EXFOR) and the system of programmes connected  
with the library are briefly described.

В в е д е н и е

Потребности в ядерных данных, развивающейся атомной энер-  
гетики привели к необходимости систематического сбора библиографи-  
ческой и числовой информации по ядерной физике и созданию  
машинной библиотеки экспериментальных нейтронных данных как  
основы для разработки и создания библиотеки рекомендованных  
оцененных ядерных данных. Создание достаточно полной библиоте-  
ки экспериментальных данных стало возможным благодаря развитию  
международного сотрудничества по обмену экспериментальными  
ядерными данными.

В настоящее время обмен нейтронными данными осуществляют-  
ся в рамках системы 4-х центров по нейтронным данным: Брукхей-  
вен (США), Сакле (Франция), МАГАТЭ (Австрия), Обнинск (СССР).

Каждый из 4-х центров собирает и реферировывает всю литературу по своему географическому району для машинного библиографического каталога СИНДА, записывает фактографическую информацию в специальном обменном формате (ЭКСТОР), который разработан и принят для целей обмена и в настоящее время совершенствуется и расширяется на ежегодных совещаниях представителей 4-х центров [1,2]. Обнинский Центр по ядерным данным собирает и реферировывает информацию по нейтронной физике в пределах СССР [3]. Прореферированные в обменном формате работы записываются на магнитные ленты и отсылаются в другие зарубежные центры. Таким образом в каждом из этих центров создается мировая библиотека экспериментальных нейтронных ядерных данных на машинных носителях.

Обменный формат предусматривает запись не только числовых величин, но и дополнительной информации, дающей сведения об условиях эксперимента и методах обработки измеряемых величин, что очень важно для последующей оценки этих данных. Обменный формат совпадает с форматом библиотеки SCISRS-II (Брукхейвен), история развития которого и подробное описание даны в докладе М.Гольдберга [4]. Для Центра по ядерным данным ЭКСФОР является не только входным форматом но и форматом самой библиотеки. Библиотека содержит в настоящее время 1100 экспериментальных работ, что составляет около 1,1 млн строк информации, из них около 900 тысяч строк с числовыми данными. Библиотека снабжена машинным каталогом.

В следующих разделах дано краткое описание содержания библиотеки основных положений и структуры обменного формата, а также связанного с библиотекой комплекса обслуживающих программ, разработанных и поставленных в Центре по ядерным данным для ЭИМ М-222.

### Содержание библиотеки

Библиотека экспериментальных нейтронных данных в формате EXC40F содержит следующие типы данных:

- а) полные сечения, получаемые из экспериментов по пропусканию;
- б) сечения упругого и неупругого рассеяния, радиационного захвата, сечения с вылетом заряженных частиц ( $p, d, t, \alpha$ ), дифференциальные (по углу и энергии) сечения указанных реакций, парциальные сечения возбужденных уровней остаточного ядра, интегралы и средние сечения по различным спектрам;
- в) резонансные параметры (энергия, спин, ширина уровня), нейтронные силовые функции;
- г) сечения когерентного и некогерентного рассеяния и амплитуды когерентного рассеяния;
- д) сечения реакции деления, величины  $\alpha$ ,  $\bar{\nu}$ ,  $\eta$ , выходы продуктов деления.

Кроме числовых данных по указанным сечениям реакций и величинам, в библиотеке содержатся следующие сведения об условиях эксперимента и методах получения и обработки данных:

- а) характеристики нейтронного источника (интенсивность, энергия нейтронов, поляризация);
- б) характеристика частиц, испущенных или рассеянных образцом;
- в) стандарт, используемый для нормировки сечений (при отдельных измерениях);
- г) экспериментальная установка (тип реактора, ускорителя и т.д.);
- д) методика эксперимента;
- е) регистрируемые в эксперименте частицы и тип детектора;
- ж) описание образца (изотопный состав, число ядер);
- з) указание, в какой системе координат приведены данные по угловым распределениям;
- и) метод обработки экспериментальных результатов, анализ ошибок;

к) описание введенных в экспериментальные данные поправок и их погрешностей.

При написании своих статей экспериментаторы должны включать необходимую информацию по вышеуказанным пунктам. Особенно важным является анализ ошибок и вводимых поправок. Необходимо, имея в виду разные корреляционные свойства ошибок, указывать отдельно статистическую погрешность, погрешности стандарта и введенных поправок.

#### Формат библиотеки

В настоящее время форматом библиотеки экспериментальных нейтронных данных является обменный формат (ЭКСПОР). Обменный формат предусматривает запись числовой и библиографической информации, причем под библиографической информацией понимается не только ссылка, но и описание эксперимента и способов обработки данных. Каждое поступление в библиотеку соответствует публикации, содержащей результаты нейтронного эксперимента и называется `ENTRY`. Поступления разделяются на подработы (`SUBENTRY`), таким образом, чтобы в подработе была записана информация, относящаяся только к одному типу сечения для одного изотоба.

В свою очередь подработы разделяются на три секции: `BIB`, `COMMON`, `DATA`. В секции `BIB` содержится информация, позволяющая вести библиографический поиск (ссылку, фамилии авторов, институт) и описание эксперимента с помощью ключевых слов, кодов и свободного текста. Секция `COMMON` содержит данные, общие для всей подработы, например, энергии налетающих нейтронов при дифференциальном сечении рассеяния. Секция `DATA` содержит непосредственно числовые данные эксперимента. Слова `ENTRY`, `SUBENTRY`, `BIB`, `COMMON`, `DATA` являются системными идентификаторами и обозначают, соответственно, начало работы, подработы, бибсекции, секции общих данных и секции данных. При окончании работы, подработы или соответствующей секции служат системные идентификаторы: `ENDENTRY`, `ENDSUBENTRY`, `ENDBIB`, `ENDCOMMON`, `ENDDATA`.

Признаком отсутствия соответствующей секции служат системные идентификаторы: NOBIB , NOCOMMON , NODATA .

Первая подработка каждого ENTRY состоит только из секций BIB и COMMON , содержащих библиографические и общие числовые данные ко всем подработкам данного поступления. Внутри библиографической секции BIB информация выделяется ключевыми словами (см. приложение № I), причем сами данные могут быть представлены специальными кодами, которые дают возможность машинного поиска необходимой информации. BIB секция содержит свободный текст, используемый для описания библиографической информации. Для ввода информации, записанной в обменном формате, принят формат стандартной перфокарты на 80 колонок, т.е. длина строки отдельной записи ограничена 80 символами. Колонки 1-66 занимает текст (библиографическая информация и числовые данные). Системные идентификаторы и ключевые слова расположены в колонках 1-11, коды заключены в скобки и начинаются с 12-ой колонки. Далее следует свободный текст. Колонки 67-80 используются для однозначной идентификации каждой строки. Колонки 67-71-номер ENTRY , колонки 72-74 - номер SUBENTRY , колонки 75-79-номер строки в SUBENTRY . В колонке 80 располагается признак редакции данных. Такая организация формата обеспечивает исправление, замену или удаление любой строки или подработы с помощью обслуживающих систему программ.

Первая цифра номера ENTRY означает номер центра, который записал работу в обменный формат:

- 1 - NNCSC (Брукхейвен, США);
- 2 - NDCS (Сакле, Франция);
- 3 - NDS (Вена, Австрия);
- 4 - Ц Я Д (Обнинск, СССР).

Центрами непрерывно ведется работа по совершенствованию и расширению формата с целью включения новых типов данных, а также записи данных в более удобной и компактной форме.

#### Программное обеспечение библиотеки

Для обработки потоков информации в Центре по ядерным данным разработан и поставлен комплекс программ. В зависимости от своего назначения программы делятся на несколько групп.

Первая группа программ обеспечивает предварительную подготовку нейтронных данных к вводу в библиотеку.

Вторая группа программ обеспечивает внутренние библиотечные операции: сортировку, упорядочение, составление каталогов и др.

Третья группа программ обеспечивает обмен информацией с зарубежными центрами.

Четвертая группа программ обеспечивает поиск и извлечение данных по запросам потребителей на распечатки, перфоленты, запись на магнитные ленты в различных форматах. Программы комплекса написаны на языке АЛГОЛ (транслятор TA-IM) [5,6] и ФОРТРАН [7].

К ядру комплекса относятся программы, с помощью которых осуществляются нижеследующие операции.

#### 1. Подготовка информации к вводу в библиотеку

Этот процесс обеспечивает программа чтения лент IBM-стандарта, которые поступают из зарубежных центров, с получением записи содержания на магнитных лентах ЭВМ М-222 или получением распечаток. Сюда же относятся программы для записи на ММ-222 компиляцией, составленных в ЦАД.

#### 2. Проверка подготовленной информации

Для исключения неопределенных ситуаций при оперировании данными в формате ЭКСЮР необходимо точное соблюдение формата ЭКСЮРа. К нему относятся:

- внешняя структура, как это списано во введении, т.е. подразделение информации на работы, подработы и секции подработ с выделением каждой части словами идентификаторами, служебной информацией и числовой идентификацией строк;
- внутренняя структура, т.е. ключевые слова, связанная с ними информация, поисковые мнемонические коды, правила записи числовых таблиц и т.д..

Программа проверяет соблюдение условий внешней и внутренней структуры записи компиляций и указывает обнаруженные ошибки.

В принципе, возможна и смысловая проверка составления отдельных групп записей в работах. Этот этап предполагается дополнить в будущем на базе более развитого математического обеспечения.

### 3. Исправление ошибок

Условие однозначной идентификации каждой строки библиотеки данных в формате ЭКСФОР позволяет достаточно просто выделить место для внесения изменений в исходный текст. Программы исправления ошибок осуществляют операцию как над отдельными строками или группами строк в подработах, так и над целыми подработами, исключая, вставляя или заменяя необходимые записи.

### 4. Составление каталогов

Для ознакомления потребителей данных с содержанием библиотеки программами формируются каталоги данных. К ним относятся каталог всей библиотеки или ее частей и каталог обменной ленты, посылаемой в зарубежные центры. Первый каталог представляет перечень имеющихся данных в ЦЯД. Данные каталога сосредоточены в строках, упорядоченных по элементам периодической системы и реакциям. Каждая строка содержит сведения об элементе (изотопе), реакции, интервале энергии, количестве точек, краткую библиографическую информацию и номер работы, где находится соответствующий материал. В некоторой степени этот каталог идентичен каталогу CINDA .

Второй каталог является сокращенной версией первого с соответствием записей порядку номеров работ и подработ в обменной ленте.

Существуют также программы составления специфических каталогов, обусловленных внутренними потребностями библиотечных процессов.

### 5. Ввод информации в библиотеку

В настоящее время библиотека представляет запись текстов работ на магнитных лентах ЭВМ М-222 в формате ЭКСФОР. Работы

выстроены по порядку возрастания присвоенных им номеров. Включение новых работ достигается слиянием поступившей информации с библиотечной и одновременным переупорядочением по установленному правилу. Запись исходной библиотеки сохраняется, что дает возможность повторения операции, если обнаружатся ошибки или возникнут аварийные ситуации при формировании новой библиотеки данных.

#### 6. Извлечение данных из библиотеки

В Центре по ядерным данным разработан и написан ряд программ, которые производят поиск и извлечение данных из библиотеки на магнитные ленты, перфоленту, перфокарты и на распечатки. Специальная программа преобразует данные в некоторый промежуточный формат для последующей обработки этих данных на ЭВМ М-222 и вывода на графопостроитель.

В заключение авторы хотели бы отметить, что в разработке алгоритмов, в написании и постановке программ обслуживания библиотеки данных на различных этапах принимали участие вместе с авторами также сотрудники ЦАД: Насырова С.М., Паньков В.М., Кузнецов Н.Е., Король Е.Н.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Report on the Ninth Four-Centre Meeting, Moscow/Obninsk, 1973, INDC(NDS)-540.
2. Report on the Tenth Four-Centre Meeting, Paris, 1974, INDC(NDS)-580.
3. Л.Н.Усачев, В.Н.Манохин. Опыт работы и международного сотрудничества Обнинского Центра по ядерным данным. Доклад на IV международной конференции по численным данным. Цахкендзоре, 1974.
4. H.D. Goldberg "Numerical Data Libraries of the National Neutron Cross-Sections Center", Proc. of Conference Neutron Cross-Sections and Technology, Knoxville, Vol. 1, 332(1971).

5. В.Ф.Ляшенко. Программирование для ЦМ с системой команд типа М-20. "Советское радио". М., 1974.
6. В.М.Паньков. Оператор "ФОРМАТ" в АЛГОле. Препринт ФЗИ-395. Обнинск, 1973.
7. В.С.Исаев, В.А.Загинайко, И.П.Егорова. Система математического обеспечения. Дубна-ВНИИГЕОФИЗИКА для ЭВМ БЭСМ-4 и М-222. Москва, 1973.

TITLE	FLUCTUATIONS IN THE TOTAL CROSS-SECTION OF (n,2n) REACTIONS			3003800100001
AUTHOR	SLOCSKAI			3003800100002
INSTITUTE	(UNDEG)			3003800100003
REFERENCE	(P, EANDC-505, 2, (1921, 6307) CONF PROC, DATA TABLE (C, 65ANTWERP, 127, 6507) ABSTRACT, FULL PAPER #EANDC-505 (J, AK, 8, 79, 6606) PART OF THESIS, SHORT DESCRIPTN, TABLE			3003800100004
FACILITY	(ACCEL) 300 KEV GENERATOR, LOCALLY BUILT			3003800100005
N-SOURCE	(D-T) DEUTERIUM-TRITIUM REACTION			3003800100006
METHOD	(ACTIV) ACTIVATION			3003800100007
DETECTOR	(NAICR) NAIC(TL) SCINTILLATOR FOR GAMMA LINES (GMC) GEIGER COUNTER FOR BETA PARTICLES, COUNTERS WERE CALIBRATED WITH STANDARD SOURCES. FLUX MONITORED WITH LONG COUNTER AND PLASTIC SCINTILLATOR			3003800100008
ERR-ANALYS CORRECTION	NOINF RESULTS WERE CORRECTED FOR THE LABORATORY ANGULAR DISTRIBUTION OF THE NEUTRONS			3003800100009
STANDARD	(20-CU-63, N2N) VALUE AT 14.6 MEV TAKEN AS ABSOLUTE BASED ON EXCITATION FUNCTION AND VALUE AT 16.1 MEV (SEE ALSO SUBENTRY .007)			3003800100010
PART-JET STATUS HISTORY	(DG) DECAY-GAMMA (PUBL) DATA TAKEN FROM EANDC-505 PAPER 102, TABLE 2 (730909C)			3003800100011
ENDBIB COMMON	23		3	3003800100012
EN-NRM MEV	EN-RSL	STAND		3003800100013
14.6	MEV	MS		3003800100014
	0.1	341.0		3003800100015
ENDCOMMON	3			3003800100016
ENDSUBENT	30			3003800100017
SUBENT	30038005	710202		3003800100018
BIB	1		1	3003800100019
ISQ-QUANT	(26-FE-56, N2N)			3003800100020
ENDBIB	1			3003800100021
NOCOMMON				3003800100022
DATA	4		1	3003800100023
EN	EN-RSL	DATA	DATA-ERR	3003800100024
MEV	MEV	MS	MS	3003800100025
14.6	0.1	16.0	3.0	3003800100026
ENDDATA	3			3003800100027
ENDSUBENT	6			3003800100028

1  
130  
1

Библиографический индекс работ сборника в международной системе СИИЦА<sup>22)</sup>

ISOTOPE	CROSS SEC- TION TYPE	INSTITU- TE	MIN ENERGY	MAX (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
96-Cm-244	NP	FBI	PILE		YFI 19 3	75	ZHURAVLEV SIG=1,0±0,2 BARN
96-Cm-245	NP	FBI	PILE		YBI 19 3	75	SIG=2055±150 BARN
96-Cm-246	NP	FBI	PILE		YEI 19 3	75	SIG=0.14±0.05 BARN
96-Cm-247	NP	FBI	PILE		YEI 19 3	75	SIG= 79 ± 7 BARN
96-Cm-248	NP	FBI	PILE		YEI 19 3	75	SIG=0.39±0.7 BARN
96-Cm-244	RIF	FBI	PILE		YEI 19 3	75	SIG=13.4±1.5 BARN
96-Cm-245	RIF	FBI	PILE		YEI 19 3	75	SIG=802 ± 80 BARN
96-Cm-246	RIF	FBI	PILE		YEI 19 3	75	SIG=13.3±1.5 BARN
96-Cm-247	RIF	FBI	PILE		YEI 19 3	75	SIG=728 ±70 BARN
96-Cm-248	RIF	FBI	PILE		YEI 19 3	75	SIG=13.1±1.5 BARN
7-Li-006	NA	FBI	2,5-2	1.0 <sup>5</sup>	YFI 19 10	75	SEREGINA SIG(NEUT-E), TBL, GRAPE
96-Cf-252	SPN	FBI	SPON		YFI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-235	SPN	FBI	THR		YBI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-238	SPN	FBI	SPON		YBI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
94-Pu-240	SPN	FBI	SPON		YBI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL

SPN - SPECTROSCOPY; RIF - RES INT FISS; NA - N, ALPHA; SPN - SPECT FISS N; GF - PHOTO-FISSN;

DEL - DIFF ELASTIC; DIN - DIFF INELAST; DNS - INELST SCATN; ETL - EVALUATION

№	Имя	Пол	Сфера	Дата	Возраст	Уровень	Детали
94-Ср-242	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
95-Ср-244	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
96-Ср-245	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
97-Ср-245	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
98-Ср-250	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
98-Ср-246	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
98-Ср-248	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
98-Ср-250	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
98-Ср-252	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
98-Ср-254	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
98-Бр-253	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
100-Бр-254	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС
100-Бр-256	СЕН	ФЕИ	СПОН	19	16	75	ВОРОБЬЕВА КЕ ОФ ПРАГС, ТБЛС

ISOTOPE	CROSS SECTION TYPE	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (EV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
90-Th-229	SFN	FBI	THR		YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
92-U-233	SFN	FBI	THR		YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
94-Pu-239	SFN	FBI	THR		YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
94-Pu-241	SFN	FBI	THR		YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
95-Am-241	SFN	FBI	THR		YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
96-Cm-245	SFN	FBI	THR		YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
98-Cf-249	SFN	FBI	THR		YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
98-Cf-251	SFN	FBI	THR		YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
99-Bs-254	SFN	FBI	THR		YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
100-Pm-255	SFN	FBI	THR		YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
90-Th-232	SFN	FBI	1.4 <sup>6</sup>	5.6 <sup>6</sup>	YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS
98-Cf-252	SFN	FBI	1.9 <sup>6</sup>	4.8 <sup>6</sup>	YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBLS

FBI

NO.	UNIT	TYPE	START DATE	END DATE	STATUS	NO.	DATE	PROJECT NUMBER, COLLECTOR	
92-U-231	SPN	FEI	0	6	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-232	SPN	FEI	7.0 <sup>-2</sup>	5.0 <sup>5</sup>	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-233	SPN	FEI	3.0 <sup>5</sup>	4.7 <sup>6</sup>	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-234	SPN	FEI	2.6 <sup>-2</sup>	1.0 <sup>5</sup>	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-235	SPN	FEI	1.2 <sup>5</sup>	6.0 <sup>6</sup>	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-236	SPN	FEI	8.0 <sup>-2</sup>	5.0 <sup>6</sup>	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-237	SPN	FEI	2.0 <sup>5</sup>	9.0 <sup>5</sup>	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-238	SPN	FEI	1.2 <sup>5</sup>	6.0 <sup>6</sup>	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-239	SPN	FEI	1.3 <sup>6</sup>	5.3 <sup>6</sup>	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-239	SPN	FEI	1.5 <sup>6</sup>	5.6 <sup>6</sup>	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
92-U-238	SPN	FEI	0	6	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
93-Np-237	SPN	FEI	7.0 <sup>5</sup>	5.4 <sup>6</sup>	YEI	19	16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL

ISOTOPE	CROSS SEC- TION TYPE	INSTITU- TE	MIN ENERGY	MAX (EV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
93-Np-237	SFN	FBI	0	6	YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
94-Pu-239	SFN	FBI	8.0 <sup>4</sup>	5.3 <sup>6</sup>	YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
94-Pu-240	SFN	FBI	8.5 <sup>5</sup>	4.9 <sup>6</sup>	YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
94-Pu-241	SFN	FBI	2.8 <sup>5</sup>	5.0 <sup>6</sup>	YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
94-Pu-242	SFN	FBI	7.0 <sup>5</sup>	4.9 <sup>6</sup>	YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
88-Ra-226	SFN	FBI	7.8 <sup>6</sup>	1.2 <sup>7</sup>	YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
88-Ra-226	SFN	FBI	7.1 <sup>6</sup>	1.4 <sup>7</sup>	YEI 19 16	75	VOROB'EVA KE OF FRAGS, TBL
90-Th-232	GF	CCP	5.0 <sup>6</sup>	1.2 <sup>7</sup>	YEI 19 42	75	IVANOV YLD OF FRAGS, GRAPH, CFD, TBL
92-U-238	GF	CCP	5.0 <sup>6</sup>	1.2 <sup>7</sup>	YEI 19 42	75	IVANOV YLD OF FRAGS, GRAPH, CFD, TBL
93-Np-237	GF	CCP	5.0 <sup>6</sup>	1.2 <sup>7</sup>	YEI 19 42	75	IVANOV YLD OF FRAGS, GRAGS, GRAPH, CFD, TBL
94-Pu-239	GF	CCP	5.0 <sup>6</sup>	1.2 <sup>7</sup>	YEI 19 42	75	IVANOV YLD OF FRAGS, GRAGS, GRAPH, CFD, TBL

ISOTOPE	SPONG USE- TION TYPE	INSTITU- TE	MIN ENERGY	MAX (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR. SCHEMATIC
19-Tl	NG	FEI	5.0 <sup>3</sup>	8.0 <sup>4</sup>	YEI 19 57	75	SHORT SIG(NEUT-E), TBL. GRAPH
53-I-127	NG	FEI	5.0 <sup>3</sup>	8.0 <sup>4</sup>	YEI 19 57	75	SHORT SIG(NEUT-E), TBL. GRAPH
79-Au-197	NG	FEI	5.0 <sup>3</sup>	8.0 <sup>4</sup>	YEI 19 57	75	SHORT SIG(NEUT-E), TBL. GRAPH
73-Ta-181	NG	FEI	5.0 <sup>3</sup>	8.0 <sup>4</sup>	YEI 19 57	75	SHORT SIG(NEUT-E), TBL. GRAPH
4-Be-009	DEL	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL. GRAPH
13-Al-027	DEL	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL. GRAPH
39-Y-089	DEL	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL. GRAPH
42-Mo	DEL	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL. GRAPH
51-Bi-209	DEL	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL. GRAPH
4-Be-009	DIN	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL. GRAPH
13-Al-027	DIN	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL. GRAPH
39-Y-089	DIN	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL. GRAPH
42-Mo	DIN	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL. GRAPH
51-Bi-209	DIN	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL. GRAPH

1966

ISOTOPE	CROSS SEC- TION TYPE	INSTITU- TE	MIN ENERGY	MAX (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR. COMMENTS
40-K	DIN	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL, GRAPH
40-K	DEL	FEI	4.4 <sup>6</sup>		YEI 19 66	75	TRYKOVA SIG(ANG), TBL, GRAPH
3-Li-006	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
3-Li-007	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
4-Be-009	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
5-B-010	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
6-C-012	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
7-N-014	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
8-O-016	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
13-Al-027	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
26-FE	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
73-Ta-181	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
74-W	DNG	CCP	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL

197

ISOTOPE	CROSS SEC- TION TYPE	INSTITU- TE	MIN ENERGY	MAX (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR. COMMENTS
22-Pb	DNG	FEI	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 77	75	BEZOTOSNY TOP, SIG, TBL
24-Ni	DIN	FEI	9.1 <sup>6</sup>		YEI 19 84	75	BIRJUKOV DETERM OF SPIN CUT- - OFF PAR
26-Fe	DIN	FEI	9.1 <sup>6</sup>		YEI 19 84	75	BIRJUKOV DETERM OF SPIN CUT- OFF PAR
27-Co-059	DIN	FEI	9.1 <sup>6</sup>		YEI 19 84	75	BIRJUKOV DETERM OF SPIN CUT- OFF PAR
28-Ni	DIN	FEI	9.1 <sup>6</sup>		YEI 19 84	75	BIRJUKOV DETERM OF SPIN CUT- OFF PAR
39-Y-089	DIN	FEI	9.1 <sup>6</sup>		YEI 19 84	75	BIRJUKOV DETERM OF SPIN CUT- OFF PAR
26-Fe-056	EVL	FEI	1.0 <sup>6</sup>	1.5 <sup>7</sup>	YEI 19 110	75	BIGHKOV SIG, NG, DIN, NP, NA, TOT, TBLS
41-Nb-093	DIN	FEI	1.4 <sup>7</sup>		YEI 19 143	75	SAPRYKIN METHOD OF ANAL DIN, GRAPHS
26-Fe-056	DIN	FEI	9.1 <sup>6</sup>		YEI 19 143	75	SAPRYKIN METHOD OF ANAL DIN, GRAPHS

851  
136  
1.

## О г л а в л е н и е

	Стр.
1. К.Д.Журавлев, Н.И.Крошкин. Сечения деления тепловыми нейтронами и резонансные интегралы деления изотопов кюрия.....	3
2. Е.А.Серегина, П.П.Дьяченко. Оценка энергетической зависимости сечения реакции ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$	10
3. В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьминов. Средние кинетические энергии осколков деления ядер.....	16
4. К.Н.Иванов, К.А.Петржак. Выходы осколков и сечения реакции при фотоделении ${}^{232}\text{Th}$ , ${}^{238}\text{U}$ , ${}^{237}\text{Np}$ и ${}^{239}\text{Pu}$ гамма-квантами с максимальной энергией от 5 до 12 Мэв.....	42
5. В.С.Шоржи, В.Н.Кононов, Е.Д.Полетаев. Сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 5-30 кэв для индия, молибдена, тантала и золота.....	57
6. В.И.Трыкова, В.Я.Барыба. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах Be, Al, Y, Mo и Bi.....	66
7. В.М.Безотосний, В.М.Горбачев, Л.М.Суворов и др. Сечения образования $\gamma$ -квантов при неупругом взаимодействии 14 Мэв нейтронов с различными ядрами.....	77
8. Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлев, Н.В.Корнылов и др. Определение параметра спиновой зависимости.....	84
9. А.А.Лукьянов, Е.М.Сапрыкин. Структура S-матрицы для однонуклонных реакций.....	90
10. В.М.Бычков, В.В.Возяков, А.Г.Довбенко и др. Применение теоретических моделей для оценки средних нейтронных сечений железа.....	110
11. Е.М.Сапрыкин, А.А.Лукьянов. Метод анализа спектров неупруго рассеянных нейтронов с учетом прямого процесса.....	143

12. А.А.Грешин, Л.А.Пискарева. Получение параметров функции Гаусса методом максимума правдоподобия.... 169
13. В.М.Бычков, В.П.Маножин, В.В.Сургутанов. Машинная библиотека экспериментальных нейтронных данных..... 181

В О П Р О С Ы  
А Т О М Н О Й   Н А У К И   И   Т Е Х Н И К И

Серия:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 19

Корректор Г.И.Семенова

ТБ-02360 от 21.04.75. Объем 6,4 уч.-изд.л. Тираж 350 экз.

Цена 84 коп. Заказ № 3.7

---

Отпечатано на ротапринте ФЭИ, май 1975 г.