

Государственный комитет по использованию
атомной энергии СССР

Центр по ядерным данным

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия:
ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ
Выпуск 23

Атомиздат—1976

с. 134. РЛ

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Центр по ядерным данным

В О П Р О С Ъ
АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 23

Атомиздат-1976

Копия

Редакционная коллегия:

Б.А.Кузнецов (гл.научн.редактор), Л.Н.Усачев (зам.гл.научн.редактора), О.Д.Казачковский,
В.Г.Заграфов, Ю.С.Замятин, В.И.Мостовой, И.Г.Морозов, П.Э.Нейшровский, К.А.Петряк,
Л.И.Сухоручкин, А.А.Абагян, Б.Г.Дубовский, В.Н.Манохин, Е.И.Ляшенко, М.Н.Николаев,
В.В.Орлов, Д.А.Кардашев (отв.редактор).

СРЕДНЕЕ ЧИСЛО МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ
 ^{244}Cm , ^{246}Cm , ^{248}Cm

Ю.А.Хохлов, М.В.Савин, В.Н.Лудин, Б.Л.Лебедев

Abstract - Аннотация

AVERAGE NUMBER OF PROMPT NEUTRONS AT SPONTANEOUS FISSION OF ^{244}Cm , ^{246}Cm , ^{248}Cm . The results of $\bar{\nu}$ measurements are given for ^{244}Cm , ^{246}Cm , ^{248}Cm as well as distributions dispersion of for ^{246}Cm , ^{248}Cm .

СРЕДНЕЕ ЧИСЛО МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ^{244}Cm , ^{246}Cm , ^{248}Cm . Сообщаются результаты измерений $\bar{\nu}$ для ^{244}Cm , ^{246}Cm , ^{248}Cm и дисперсии распределений ν для ^{246}Cm , ^{248}Cm .

В настоящей работе измерены среднее число нейтронов, испускаемых при спонтанном делении ^{244}Cm , ^{246}Cm , ^{248}Cm и значения дисперсии распределений ν для ^{246}Cm и ^{248}Cm .

Изотопный состав слоев был таким же, как и в работе [1]. Измерения $\bar{\nu}$ были проведены методом регистрации задержанных совпадений между осколками и нейтронами деления. В качестве детекторов осколков применяли камеры деления, а нейтроны регистрировали двумя типами детекторов: жидкостным сцинтилляционным детектором (ЖСД) [1] и системой из борных счетчиков СНМ-8А в полиэтиленовом замедлителе. Измерения $\bar{\nu}^{246}\text{Cm}$ и ^{248}Cm проводили поочередно на каждом детекторе нейтронов; $\bar{\nu}^{244}\text{Cm}$ было измерено только с помощью второго детектора.

Эффективность регистрации нейтронов составляла ~ 54% в опытах с ЖСД и ~ 30% в опытах с борными счетчиками.

По результатам измерений с ЖСД были получены также значения дисперсии распределения множественности нейтронов (σ_{ν}^2) методом, описанным в работе [3].

В качестве эталона при определении использовали значение $\bar{\nu} = 3,724$ спонтанного деления ^{252}Cf .

Измерения $\bar{\nu}$ для всех изотопов проводили сериями, в которых регистрировалось по 5000-7000 делений. После каждой серии измеряли эффективность регистрации нейтронов с помощью камеры со слоем ^{252}Cf . Ошибку измерений определяли из разброса отдельных серий измерений.

В экспериментальные значения $\bar{\nu}^{244}\text{Cm}$, ^{246}Cm , ^{248}Cm внесены поправки:

- а) на просчеты импульсов из-за мертвого времени аппаратуры;
- б) на различие в спектрах нейтронов ^{252}Cf и изотопов урания;
- в) на изотопный состав образцов.

Полученные результаты вместе с некоторыми данными других авторов, опубликованными в последнее время, приведены в таблице I.

Таблица I

| Изотоп | $\bar{\nu}, \sigma_{\nu}^2$ | | |
|-------------------|------------------------------------|------------------------|-----------------------|
| | наши измерения | данные [1,4-8] | |
| ^{244}Cm | $2,685 \pm 0,020$ | $2,680 \pm 0,027$ [1] | |
| | борные счетчики | $2,677 \pm 0,014$ [4*] | |
| | | $2,673 \pm 0,032$ [5*] | |
| ^{246}Cm | $2,902 \pm 0,025$ борные счетчики | $2,927 \pm 0,027$ [1*] | |
| | $2,907 \pm 0,015$ ЖСД | $2,924 \pm 0,014$ [4*] | |
| | $\sigma_{\nu}^2 = 1,251 \pm 0,030$ | $2,98 \pm 0,03$ [6] | |
| | | σ_{ν}^2 { | $1,31 \pm 0,02$ [6] |
| | | | $1,28 \pm 0,14$ [7] |
| ^{248}Cm | $3,185 \pm 0,040$ борные счетчики | $3,173 \pm 0,022$ [1] | |
| | ЖСД | $3,130 \pm 0,015$ [4*] | |
| | | $3,14 \pm 0,06$ [7] | |
| | | $3,092 \pm 0,007$ [8] | |
| | $\sigma_{\nu}^2 = 1,244 \pm 0,030$ | σ_{ν}^2 { | $1,21 \pm 0,13$ [7] |
| | | | $1,368 \pm 0,005$ [8] |

* Данные перенормированы к значению $\bar{\nu}$ (^{252}Cf) = 3,724.

Из рисунка следует, что результаты данной работы для ^{244}Cm , ^{240}Cm , а также результаты других измерений совпадают в пределах ошибок измерений, лишь в работе [6] для ^{240}Cm получено несколько более высокое значение \bar{v} . Для ^{240}Cm существует более значительный разброс результатов измерений \bar{v} . Наиболее точно измеренная величина $(^{240}\text{Cm}) = 3,092 \pm 0,007$ [8] примерно на 2% меньше основной совокупности экспериментальных данных.

Л и т е р а т у р а

1. Дуравлев К.Д., Замятнин Ю.С., Крошкин Н.И. "Нейтронная физика", Обнинск, 1974, ч.4, с.57.
2. Завин М.В., Хохлов Ю.А., Ильин Ю.И., Шейн Ю.В. ПТЭ, 1969, 6, 27.
3. Даковский М., Лазарев Ю.А., Оганесян Ю.Ц. "Ядерная физика", 1972, 16, 1167.
4. Брохорова Л.И., Нестеров В.Г. и др. "Атомная энергия", 1972, 33, 767.
5. Konshin V.A., Manero F., INDC, A-1010, Vienna, June 1970.
6. Даковский М., Лазарев Ю.А., Оганесян Ю.Ц. Препринт ОИЯИ, Р15-7119, Дубна, 1973.
7. Stoughton K.W., Halperin J. et al. Nucl.Sci.Eng. 50, 169, 1973.
8. Boldeman J.W. "Нейтронная физика", Обнинск, 1974, ч.4, с.114.

СРЕДНИЕ ПО СПЕКТРУ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ (n, α) , (n, p) , $(n, 2n)$, (n, n') ДЛЯ РЯДА ЭЛЕМЕНТОВ

А.К.Бродская, Н.И.Иванова, Ф.Х.Насыров

Abstract- Аннотация

CROSS-SECTIONS OF (n, α) , (n, p) , $(n, 2n)$, (n, n') REACTIONS AVERAGED IN FISSION NEUTRON SPECTRA FOR SOME ELEMENTS. Experimental cross sections of the activation of isotopes ^{41}K , ^{61}Ni , $^{64,67}\text{Zn}$, ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , ^{141}Pr , ^{169}Tm , ^{197}Au , ^{204}Pb on fission neutron spectrum relative to $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ reaction are given.

СРЕДНИЕ ПО СПЕКТРУ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ (n, α) , (n, p) , $(n, 2n)$, (n, n') ДЛЯ РЯДА ЭЛЕМЕНТОВ. Приведены экспериментальные значения сечений активации изотопов ^{41}K , ^{61}Ni , $^{64,67}\text{Zn}$, ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , ^{141}Pr , ^{169}Tm , ^{197}Au , ^{204}Pb на нейтронах спектра деления относительно реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$.

Измерения сечений выполнены на критической сборке из обогащенного урана-235 [1]. Спектр нейтронов сборки в области энергий выше 2 Мэв практически совпадает со спектром нейтронов деления урана-235, описываемым выражением $\bar{v}(E) = 0,484 e^{-E} s h \sqrt{2E}$ [2].

Определение сечений проведено методом активации относительно реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$. Для спектра нейтронов деления сечение этой реакции принято равным 113 ± 7 мбарн [3].

Усредненные по спектру нейтронов деления сечения исследуемых реакций были получены в результате пересчета измеренных на спектре критической сборки из обогащенного урана средних сечений. В качестве отношения чисел реакций на нейтронах деления и нейтронах критической сборки взято отношение чисел нейтронов в спектрах. В нашем случае это отношение равно 1,8 для энергий нейтронов > 3 Мэв. Для реакции с низкими порогами отношение интенсивности реакций определялось с учетом распределения $\bar{v}(E)$ и $\bar{M}(E)$.

Наведенная активность образцов измерялась по гамма-излучению образовавшихся изотопов на однокристальном гаммаспектрометре с кристаллом NaJ(Tl) ϕ 80 x 80 мм. Калибровка спектрометра по эффективности проводилась с помощью набора образцовых гамма-излучателей типа ОСГИ. Погрешность аттестации стандартных источников составляла $\pm 3\%$. При измерениях вводилась поправка на самопоглощение гамма-квантов в образцах, а также поправка, учитывающая различие в форме спектра деления и спектра критической сборки в области энергий < 3 Мэв (для реакции $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$).

Погрешность в измерении сечений реакций колеблется в пределах 7-20%. В таблице приведены усредненные по спектру нейтронов деления сечения реакций, полученные с учетом отношения числа реакций на нейтронах деления и нейтронах критической сборки, а также - периоды полураспада, энергии гамма-излучения и квантовый выход образовавшихся изотопов. Для сравнения в таблице даны усредненные сечения активации на нейтронах спектра деления, взятые из работы [3].

Сечения реакций (n, α) , (n, p) , $(n, 2n)$, (n, n') для нейтронов спектра деления

| № п/п | Реакция | $T_{1/2}$ | E (кв. вых.) Мэв | $\bar{\sigma}$, моарн (данная работа) | $\bar{\sigma}$, моарн [3] |
|-------|---|------------|----------------------------|---|-------------------------------|
| 1 | $^{41}\text{K}(n, p)^{41}\text{Ar}$ | 1,83 час | 1,293(0,99) | $2,23 \pm 0,16$ | $2,1 \pm 0,2$ |
| 2 | $^{41}\text{K}(n, \alpha)^{38}\text{Cl}$ | 37,3 мин | 2,17(0,47) | $0,71 \pm 0,07$ | $0,76 \pm 0,05$ |
| 3 | $^{61}\text{Ni}(n, p)^{61}\text{Co}$ | 100 мин | 0,067(0,89) | $1,86 \pm 0,14$ | $1,4 \pm 0,2$ |
| 4 | $^{64}\text{Zn}(n, 2n)^{63}\text{Zn}$ | 38,4 мин | 0,511(1,86) | $0,038 \pm 0,006$ | $0,02 \pm 4$ |
| 5 | $^{67}\text{Zn}(n, p)^{67}\text{Cu}$ | 60 час | 0,184(0,40) | $0,92 \pm 0,07$ | $1,07 \pm 0,04$ |
| 6 | $^{89}\text{Y}(n, 2n)^{88}\text{Y}$ | 108,1 день | 0,898(0,91) 1,836(1,00) | $0,14 \pm 0,01$ | $0,156 \pm 0,011$ |
| 7 | $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ | 79 час | 0,91(0,99) | $0,083 \pm 0,007$ | $0,076 \pm 0,01$ |
| 8 | $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ | 4,5 час | 0,335(0,5) | 198 ± 14 | 188 ± 11 |
| 9 | $^{141}\text{Pr}(n, p)^{141}\text{Ce}$ | 32,5 дн | 0,145(0,48) | $0,040 \pm 0,008$ | $0,12 \pm 0,06$ |
| 10 | $^{169}\text{Tm}(n, 2n)^{168}\text{Tm}$ | 86 дн | 0,82(0,88) | $2,98 \pm 0,22$ | $3,43 \pm 4$ |
| 11 | $^{198}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ | 6,18 дн | 0,333(0,25) 0,356(0,94) | $2,75 \pm 0,35$ | $3,0 \pm 0,3$ |
| 12 | $^{204}\text{Pb}(n, n')^{204\text{m}}\text{Pb}$ | 67 мин | 0,9(1,89) | $19,8 \pm 1,6$ | $18,6 \pm 1,5$ |
| 13 | $^{204}\text{Pb}(n, 2n)^{203}\text{Pb}$ | 52,1 час | 0,279(0,81) | $2,74 \pm 0,20$ | $2,45 \pm 0,4$ |

Л и т е р а т у р а

1. Насинов Ф., Спиборский Б.Д. ДАН СССР, 180, 1968, 4, 836.
2. Watt B. Phys.Rev., 1952, 87, 1037.
3. Calamand A. INDC(NDS)-55/L, 1973.
4. Pearlstein S. Nuclear Data, A, 1967, 3, 3.

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ИОДА И СУРЬМЫ

В.А.Сальников, В.Б.Ануфриенко, Б.В.Девкин, Г.В.Котельникова,
Г.Н.Ловчикова, А.М.Труфанов, Н.И.Фетисов

Abstract - АННОТАЦИЯ

NEUTRON INELASTIC SCATTERING ON IODINE AND ANTIMONY NUCLEI. The paper gives spectra of inelastically scattered neutrons for iodide and antimony for scattering angles of 61° , 91° , 121° , 151° , differential cross sections and nuclear temperatures for these elements. The initial neutron energy is 14,4 MeV. The measurements were carried out by the time-of-flight method.

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ИОДА И СУРЬМЫ. В работе приведены спектры неупруго рассеянных нейтронов для иода и сурьмы, для углов рассеяния 61° , 91° , 121° , 151° , дифференциальные сечения и ядерные температуры для этих же элементов. Начальная энергия нейтронов - 14,4 Мэв. Измерения проводились методом времени пролета.

Методика измерений. Измерения спектров неупруго рассеянных нейтронов проводились на спектрометре по времени пролета [1]. Первичная энергия нейтронов - 14,4 Мэв. Длительность импульса на мишени - 3 нсек. Пролетная база - 2 метра.

Детектор - жидкостной сцинтиллятор ЖС-20 в сборке с двумя ФЭУ-36. Время - цифровой преобразователь, использованный в эксперименте, описан в работе [2].

Нейтронный поток измерялся непосредственно тем же детектором без рассеивателя при увеличенном вдвое пролетном расстоянии. Повторное измерение нейтронного потока производилось при измерении спектра рассеянных нейтронов на углероде. Во время измерения монитором нейтронного потока являлся длинный счетчик, изготовленный на основе в F_3 - счетчика.

Рассеиватель из сурьмы представлял собой цилиндр с диаметром 45 мм и высотой 45 мм. Рассеиватель из иода - порошок в стеклянном контейнере таких же размеров. Продолжительность измерения единичного спектра изменялась от 15 до 30 минут.

Энергетические спектры неупруго рассеянных нейтронов. Измерение спектров неупруго рассеянных нейтронов проводилось при следующих углах рассеяния 61° , 91° , 121° , 151° . Машинная обработка всех измеренных спектров состояла в нормировке суммы однородных спектров, учете поправки на мертвое время, сглаживания, вычитании фона, трансформации временной шкалы в энергетическую, в учете эффективности детектора, определении дифференциального сечения в лабораторной системе координат и его ошибок, расчете температур. Отдельно рассчитывалась поправка на ослабление и многократное рассеяние нейтронов в образце. Данные по энергетическим спектрам представлены в таблице 1 в мб/Мэв стерад.

Ошибки отдельных точек спектра являются среднеквадратичными, учитывающими статистические ошибки измерений спектров, эффективности и неопределенности пролетного расстояния. Спектры неупруго рассеянных нейтронов измерены детектором, имеющим порог регистрации 100 кэв. Для обоих элементов участок спектра от 0 до 300 кэв получен экстраполяцией и поэтому спектр приведен от 0 до 19 Мэв. Для иода в литературе отсутствуют какие-либо данные о спектрах неупруго рассеянных нейтронов для начальной энергии 14,4 Мэв. Для сурьмы приведены спектры в работе [3], начиная с энергии 1,5 Мэв, которые в пределах ошибок опыта совпадают с нашими.

Дифференциальные сечения и ядерные температуры. Дифференциальные сечения для пяти энергетических интервалов приведены в таблице 2. Это есть суммарные дифференциальные сечения реакций $(n, n') + (n, 2n) + (n, pn)$. Полное сечение этих процессов, полученное из анализа дифференциальных сечений, представлено в таблице 3. По имеющимся дифференциальным сечениям трудно судить о характере анизотропии углового распределения из-за отсутствия данных для угла рассеяния $\theta = 31^\circ$, а для сурьмы и 61° .

Для получения температур $T_{эф}$ и T_T использовалось распределение Максвелла подобно тому, как это сделано в работе [1]. Температура T_T определялась по методу Декутера, так как у обоих

элементов энергии связи нейтрона в ядре сравнительно низка и выделить участок спектра, где совсем нет нейтронов из реакций $(n, 2n)$ и (n, pn) , а прямыми процессами можно было бы пренебречь - трудно.

В таблице 4 приведены средние $T_{эфф}$ и T_I , полученные по температурам спектров под углами 120° и 150° . Ошибка значений температур порядка $\pm 10\%$. Разброс значений температур $T_{эфф}$ обусловлен выбором сечения обратного процесса. Первое значение соответствует сечению, рассчитанному по оптической модели, второе с $G_{inv} = Const$. Значения T_I получены с сечением обратного процесса, равным константе.

В таблице 5 приведены параметры плотности ядерных уровней и термодинамические температуры. Параметры плотности ядерных уровней определялись по ядерной температуре T_I для углов рассеяния 121° и 151° по формулам

$$a_p^I = U \left(\frac{1}{T_I} + \frac{5}{4U} \right)^2$$

$$a_p^{II} = U \left(\frac{1}{T_I} + \frac{2}{U} \right)^2$$

где $U = E_0 - E + P + P$

E_0 - начальная энергия нейтрона, E_n - энергия вторичного нейтрона,

P_p и P_n - энергия спаривания соответственно для протонов и нейтронов [4].

В заключение авторы благодарят Битюкову М.Д. за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Сальников О.А. и др. ЯФ, 1974, т.20, в.5.
2. Иванов А.А. ПТЭ, 1966, I.III, 852.
3. Отчет технического университета Дрездена KSN01-71.
4. Cameron, A.I.W., Can. J. Phys. 1958, 36, 1040.

Таблица I

И о д

| Е, МэВ | 61° | 91° | 121° | 151° | Усредненный спектр |
|--------|------------|------------|-------------|-------------|--------------------|
| 0,058 | 13,8 | 11,3 | 10,2 | 14,7 | 12,5 |
| 0,136 | 31,1 | 24,8 | 23,6 | 34,3 | 28,5 |
| 0,182 | 41,3 | 33,6 | 32,6 | 46,8 | 38,6 |
| 0,221 | 50,7 | 40,4 | 40,4 | 56,6 | 47,0 |
| 0,241 | 55,2 | 44,5 | 44,6 | 62,4 | 51,7 |
| 0,265 | 61,9 | 49,4 | 48,9 | 68,6 | 57,2 |
| 0,292 | 67,7 | 54,2 | 54,3 | 75,9 | 63,0 |
| 0,323 | 74,9 | 59,4 | 61,8 | 83,6 | 69,9 |
| 0,360 | 85,8 | 68,1 | 68,4 | 89,9 | 78,1 |
| 0,403 | 90,8+35,5 | 75,4+33,0 | 77,2+19,1 | 99,2+32,7 | 85,7+13,7 |
| 0,455 | 104,1+25,2 | 82,3+22,9 | 88,3+16,7 | 107,1+23,4 | 95,4+10,1 |
| 0,518 | 112,8+19,2 | 92,1+16,5 | 102,5+17,4 | 110,2+17,4 | 104,4+ 7,8 |
| 0,594 | 116,1+15,8 | 97,2+13,5 | 112,2+14,1 | 110,6+14,4 | 109,0+ 6,5 |
| 0,689 | 120,7+14,0 | 103,2+12,0 | 112,8+12,4 | 112,9+12,7 | 112,4+ 5,8 |
| 0,808 | 121,9+12,7 | 107,7+11,0 | 104,8+10,8 | 114,4+11,6 | 112,2+ 5,2 |
| 0,961 | 115,0+11,4 | 101,7+ 9,9 | 92,7+ 9,4 | 107,4+10,3 | 104,2+ 4,7 |
| 1,162 | 101,9+10,0 | 89,6+ 8,7 | 83,2+ 8,2 | 92,8+ 8,9 | 91,9+ 4,2 |
| 1,308 | 92,2+14,3 | 81,6+12,7 | 78,4+12,7 | 83,0+13,0 | 83,8+ 6,0 |
| 1,365 | 88,2+13,4 | 78,7+11,9 | 76,0+12,2 | 79,0+12,4 | 80,4+ 5,7 |
| 1,426 | 83,7+12,7 | 75,3+11,1 | 73,4+11,5 | 74,7+11,6 | 76,8+ 5,4 |
| 1,491 | 79,1+12,1 | 71,9+10,5 | 70,4+10,8 | 70,5+11,0 | 73,0+ 5,1 |
| 1,560 | 74,6+11,5 | 69,0+10,0 | 67,1+9,8 | 66,7+10,3 | 69,3+ 4,8 |
| 1,635 | 69,7+10,7 | 65,2+ 9,4 | 63,7+ 9,2 | 62,8+ 9,6 | 65,3+ 4,5 |
| 1,715 | 65,0+10,1 | 61,9+ 8,9 | 59,9+ 8,6 | 58,9+ 8,9 | 61,4+ 4,2 |
| 1,801 | 59,9+10,0 | 58,1+ 8,5 | 55,7+ 8,2 | 54,9+ 8,5 | 57,1+ 4,0 |

Продолжение таблицы I

| Э. Мэв | 91° | 91° | 121° | 151° | Усредненный спектр |
|--------|----------|----------|----------|----------|--------------------|
| 1,393 | 55,4±9,2 | 54,7±8,1 | 51,9±7,8 | 51,3±8,0 | 53,3±3,8 |
| 1,993 | 50,6±8,7 | 51,1±7,8 | 47,9±7,4 | 47,4±7,6 | 49,3±3,8 |
| 2,101 | 46,2±8,2 | 47,6±7,4 | 44,6±7,0 | 43,8±7,2 | 45,4±3,4 |
| 2,218 | 41,9±7,8 | 44,0±7,1 | 39,8±6,6 | 40,1±6,8 | 41,4±3,2 |
| 2,346 | 37,8±7,4 | 40,4±6,7 | 36,0±6,2 | 36,5±6,4 | 37,7±3,1 |
| 2,484 | 33,8±7,0 | 36,6±6,3 | 32,2±5,9 | 32,9±6,0 | 33,9±2,9 |
| 2,635 | 30,1±6,6 | 32,9±5,9 | 28,4±5,5 | 29,4±5,6 | 30,2±2,7 |
| 2,801 | 26,5±6,2 | 29,2±5,6 | 24,9±5,1 | 25,8±5,2 | 26,6±2,5 |
| 2,982 | 23,3±5,9 | 25,8±5,3 | 21,7±4,8 | 22,5±4,8 | 23,3±2,4 |
| 3,182 | 20,1±5,5 | 22,3±5,0 | 18,6±4,4 | 19,2±4,4 | 20,1±2,2 |
| 3,403 | 17,1±5,2 | 19,0±4,6 | 15,6±4,1 | 16,1±4,1 | 16,9±2,1 |
| 3,647 | 14,6±4,9 | 16,1±4,4 | 13,2±3,8 | 13,4±3,8 | 14,3±2,0 |
| 3,919 | 12,2±4,6 | 13,4±4,0 | 10,9±3,6 | 11,0±3,5 | 11,9±1,8 |
| 4,222 | 10,2±4,3 | 11,1±3,8 | 8,9±3,3 | 8,9±3,2 | 9,8±1,7 |
| 4,562 | 8,5±4,1 | 9,1±3,6 | 7,2±3,1 | 7,2±3,0 | 8,0±1,6 |
| 4,945 | 7,1±3,9 | 7,4±3,4 | 5,8±2,9 | 5,8±3,0 | 6,5±1,5 |
| 5,379 | 5,8±3,6 | 5,9±3,1 | 4,6±2,7 | 4,6±2,6 | 5,2±1,4 |
| 5,872 | 4,7±3,4 | 4,7±3,0 | 3,6±2,5 | 3,7±2,4 | 4,2±1,3 |
| 6,437 | 3,8±3,2 | 3,7±2,7 | 2,8±2,3 | 3,0±2,2 | 3,3±1,2 |
| 7,087 | 3,0 | 2,9 | 2,1 | 2,4 | 2,6 |
| 7,842 | 2,3 | 2,2 | 1,5 | 1,9 | 2,0 |
| 8,725 | 1,7 | 1,6 | 1,1 | 1,5 | 1,5 |
| 9,767 | 1,4 | 1,2 | 0,7 | 1,2 | 1,1 |
| 11,008 | 0,9 | 0,8 | 0,4 | 0,8 | 0,7 |
| 12,503 | 0,6 | 0,5 | 0,3 | 0,6 | 0,5 |
| 14,328 | 0,3 | 0,3 | 0,2 | 0,4 | 0,3 |

С у р ь м а

Продолжение таблицы I

| Э. Мэв | 91° | 121° | 151° | Усредненный спектр |
|--------|------------|-----------|------------|--------------------|
| 0,058 | 9,6 | 9,4 | 7,9 | 9,0 |
| 0,136 | 20,8 | 20,7 | 18,7 | 20,1 |
| 0,182 | 28,2 | 27,4 | 25,3 | 27,0 |
| 0,221 | 33,6 | 33,4 | 30,7 | 32,6 |
| 0,241 | 36,9 | 36,5 | 33,5 | 35,7 |
| 0,265 | 41,2 | 40,5 | 37,4 | 39,6 |
| 0,292 | 45,2 | 44,2 | 41,2 | 43,6 |
| 0,323 | 50,4 | 49,5 | 45,8 | 48,6 |
| 0,360 | 56,1 | 55,2 | 51,6 | 54,3 |
| 0,403 | 62,7±52,1 | 61,9±20,6 | 57,0±27,6 | 60,5±14,0 |
| 0,455 | 72,2±30,2 | 70,3±13,1 | 64,9±28,3 | 69,2±9,8 |
| 0,518 | 83,2±16,2 | 79,4±10,8 | 74,7±22,4 | 79,1±7,1 |
| 0,594 | 96,3±12,3 | 90,1±9,9 | 84,6±15,6 | 90,3±5,5 |
| 0,689 | 108,1±11,1 | 96,8±9,1 | 101,7±13,6 | 102,2±5,0 |
| 0,808 | 110,7±10,2 | 101,7±8,7 | 108,8±12,2 | 107,1±4,5 |
| 0,961 | 99,7± 8,9 | 95,2±7,8 | 100,8±10,4 | 98,6±4,0 |
| 1,162 | 82,1±7,4 | 81,9±6,7 | 83,9± 8,5 | 82,6±3,4 |
| 1,308 | 72,3±10,0 | 73,7±8,3 | 73,4±12,7 | 73,1±4,6 |
| 1,365 | 69,0± 9,3 | 70,6±7,9 | 69,6±12,0 | 69,8±4,3 |
| 1,426 | 65,6± 8,6 | 67,2±7,5 | 65,8±11,3 | 66,2±4,0 |
| 1,491 | 62,1± 8,0 | 63,5±7,0 | 61,5±10,5 | 62,4±3,8 |

Продолжение таблицы 1

| Е, Мэв | 91° | 121° | 151° | Усредненный спектр |
|--------|----------|----------|----------|--------------------|
| 1,560 | 59,4±7,6 | 60,7±6,5 | 58,3±9,8 | 59,5±3,5 |
| 1,635 | 56,0±7,2 | 57,1±6,0 | 54,6±9,1 | 55,9±3,3 |
| 1,715 | 52,9±6,7 | 53,6±5,6 | 51,0±8,4 | 52,5±3,1 |
| 1,801 | 49,5±6,3 | 50,0±5,3 | 47,2±7,8 | 48,9±2,9 |
| 1,893 | 46,2±6,0 | 46,5±5,0 | 43,8±7,4 | 45,5±2,7 |
| 1,993 | 43,1±5,7 | 43,1±4,7 | 40,5±7,0 | 42,2±2,6 |
| 2,101 | 39,8±5,4 | 39,6±4,4 | 37,1±6,5 | 38,8±2,4 |
| 2,218 | 36,8±5,0 | 36,2±4,1 | 33,9±6,1 | 35,6±2,2 |
| 2,346 | 33,6±4,7 | 32,6±3,8 | 30,7±5,7 | 32,3±2,1 |
| 2,484 | 30,4±4,4 | 29,4±3,5 | 27,5±5,2 | 29,1±1,9 |
| 2,635 | 27,7±4,1 | 26,4±3,2 | 24,7±4,9 | 26,3±1,8 |
| 2,801 | 25,1±3,9 | 23,6±3,0 | 22,1±4,5 | 23,6±1,7 |
| 2,982 | 22,6±3,6 | 21,0±2,7 | 19,7±4,2 | 21,1±1,6 |
| 3,182 | 20,4±3,4 | 18,5±2,6 | 17,5±4,0 | 18,8±1,5 |
| 3,403 | 18,2±3,2 | 16,2±2,4 | 15,5±3,7 | 16,6±1,4 |
| 3,647 | 16,2±3,1 | 14,1±2,2 | 13,6±3,4 | 14,6±1,3 |
| 3,919 | 14,2±2,9 | 12,2±2,0 | 12,0±3,2 | 12,8±1,2 |
| 4,222 | 12,4±2,8 | 10,5±1,9 | 10,4±3,0 | 11,1±1,1 |
| 4,562 | 10,7±2,6 | 8,9±1,7 | 9,3±2,8 | 9,6±1,1 |
| 4,945 | 9,2±2,4 | 7,5±1,6 | 8,5±2,6 | 8,4±1,0 |
| 5,379 | 7,8±2,3 | 6,2±1,5 | 7,3±2,4 | 7,1±0,9 |
| 5,872 | 6,4±2,1 | 5,1±1,4 | 6,6±2,3 | 6,0±0,9 |
| 6,437 | 5,3±2,0 | 4,2±1,3 | 5,8±2,1 | 5,1±0,8 |
| 7,087 | 4,2±1,8 | 3,4±1,2 | 4,2±1,9 | 3,9±0,7 |
| 7,842 | 3,2±1,6 | 2,7±1,1 | 3,5±1,8 | 3,1±0,7 |
| 8,725 | 2,4 | 2,1±1,0 | 2,8±1,6 | 2,4±0,6 |
| 9,767 | 2,0 | 1,4 | 2,0 | 1,8 |
| 11,008 | 1,1 | 1,3 | 1,5 | 1,3 |
| 12,503 | 0,7 | 0,8 | 0,6 | 0,7 |
| 14,328 | 0,3 | 0,5 | 0,4 | 0,4 |

Таблица 2

| Град. | об/дмбарн/стерад | | | | |
|-------|------------------------|---------|---------|---------|--------|
| | интервалы энергий, Мэв | | | | |
| | 0-3,0 | 3,0-4,2 | 4,2-5,4 | 5,4-6,4 | 6,4-14 |
| | И о л | | | | |
| 61° | 201±6 | 19±6 | 9±3 | 5±2 | 11±5 |
| 91° | 183±5 | 21±2 | 9,5±2 | 5±2 | 10±4 |
| 121° | 178±5 | 18±2 | 7,5±2 | 4±2 | 7±2 |
| 151° | 192±5 | 18±2 | 7,5±2 | 4±2 | 10±4 |
| | С у р ь м а | | | | |
| 91° | 166±4 | 20±2 | 11±2 | 7±2 | 15±4 |
| 121° | 161±3 | 19±1 | 9±1 | 5±1 | 13±2 |
| 151° | 158±5 | 18±2 | 10±2 | 7±2 | 12,5±3 |

Таблица 3

| Ядро | $\sigma(n, n') + 2\sigma(n, 2n) + \sigma(n, pn) \sigma_n$ | |
|--------|---|---------------|
| | настоящая работа | другие работы |
| Иод | 2,9 барн | 3 барна |
| Сурьма | 2,66 барн | 3,3 барна |

Таблица 4

| Ядро | $E_1 - E_2$, МэВ | $T_{эфф.}$, МэВ | $E_1 - E_2$, МэВ | T_1 , МэВ |
|--------|-------------------|------------------|-------------------|-------------|
| Иод | 0,58 - 2,48 | 0,59 - 0,70 | 0,80 - 3,40 | 1,09 |
| Сурьма | 1,16 - 2,63 | 0,65 - 0,74 | 1,16 - 2,80 | 1,06 |

Таблица 5

| Ядро | τ , МэВ | a'_p , МэВ | a''_p , МэВ |
|--------|--------------|--------------|---------------|
| Иод | 0,97 | 11,6 | 13,2 |
| Сурьма | 0,94 | 12,4 | 14,0 |

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ НА УГЛЕРОДЕ

О.А.Сальников, В.Б.Ануфриенко, Б.В.Девкин, Г.В.Котельникова, Г.Н.Ловчикова,
А.М.Труфанов, Н.И.Фетисов

Abstract - Аннотация

ANGULAR DISTRIBUTION OF INELASTICALLY SCATTERED NEUTRONS ON CARBON. Spectra and differential cross sections of inelastically scattered 14,4 MeV neutrons on carbon were studied in this paper. Differential cross sections were measured at angles $30^\circ - 150^\circ$ every 30° . The measurements were carried out by time-of-flight method in cylindrical geometry.

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ НА УГЛЕРОДЕ. В работе изучались спектры и дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на углероде при начальной энергии 14,4 МэВ. Дифференциальные сечения измерялись под углами $30^\circ - 150^\circ$ через каждые 30° . Измерения проводились методом времени пролета в цилиндрической геометрии.

В в е д е н и е

Работа посвящена изучению дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 14,4 МэВ на ядрах углерода. Дифференциальные сечения измерялись под углами 30° , 60° , 90° , 120° и 150° .

Спектр неупруго рассеянных нейтронов в наших измерениях при такой начальной энергии представляет собой сумму отдельных пиков, обусловленных уровнями с энергиями возбуждения 4,43 МэВ, 9,65 МэВ и непрерывного спектра, соответствующего энергиям возбуждения ядра ^{12}C выше 9,63 МэВ, как это видно из рис. 1.

Целью данной работы было изучение именно этой части сечения. Интерес к ней объясняется тем,

что при такой высокой энергии возбуждения, кроме реакций $C_6^{12}(n, n')C_6^{12}$ и $C_6^{12}(n, \alpha)Be^9$ возможна и реакция $C_6^{12}(n, n')^3He^4$ (энергия этой реакции $Q = -7,34$ Мэв), являющаяся интенсивным источником He^4 в конструкционных материалах, подвергавшихся облучению нейтронами с энергиями выше 9 Мэв. Вклад этой реакции может быть оценен при анализе спектров и угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов этой области энергий.

Эксперимент

Измерения дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов на ядрах углерода проводились на спектрометре нейтронов по времени пролета с характеристиками:

- Длительность вспышки нейтронов - 5 нс,
- частота повторения вспышки - 2 мГц,
- пролетная база - 2 м,
- порог регистрации нейтронов - 0,1 Мэв,
- энергия дейтонов - 250 кэв,
- число каналов - 256,
- ширина канала - 2,62 нс,
- дифференциальная нелинейность - < 0,4%.

Полное разрешение спектрометра, определенное по ширине γ - пика на половине высоты - 7 нс. Подробное описание спектрометра приведено в работах [1-3]. Рассеивателем служил полный цилиндр из углерода с внешним диаметром 50 мм, внутренним - 15 мм и высотой 60 мм, содержание C_6^{12} составляло 98,89%. Рассеянные нейтроны регистрировались жидкостным сцинтиллятором ЖС-20 в сборке с двумя ФЭУ-36, включенными на совпадения. Детектор помещался в защитный коллиматор.

Относительная эффективность детектора измерялась на ускорителе Ван-де-Граафа до энергии 3,5 Мэв с использованием реакции $T(p, n)He^3$.

Процедура измерения и обработка результатов в основном была уже описана в работах [1-3]. Были найдены относительные угловые распределения упруго рассеянных нейтронов, неупруго рассеянных нейтронов с возбуждением уровней 4,43 Мэв и 9,63 Мэв и суммарное угловое распределение упруго рассеянных нейтронов плюс неупруго рассеянных нейтронов с возбуждением уровня 4,43 Мэв, чтобы избежать ошибки за счет неполного разделения этих двух групп нейтронов. Полученные угловые распределения сравнивались с соответствующими дифференциальными сечениями из *BNL* -400, для чего угловые распределения были переведены в систему центра масс. Относительное расположение точек в угловом распределении повторяет ход сечения, известного из литературы с учетом углового разрешения. На всех измеренных спектрах для всех углов было проверено положение пиков с возбуждением уровней 4,43 Мэв и 9,63 Мэв и упругого пика, для чего были рассчитаны энергии упруго и неупруго рассеянных нейтронов. Расчетная энергия групп уровней нейтронов и определенная из экспериментов хорошо совпадают, как это видно из таблицы I.

Таблица I

| E, Мэв | | 31° | 61° | 91° | 121° | 151° |
|----------|--------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Q = 0 | E _{расч.} | 14,04 | 13,20 | 12,15 | 11,17 | 10,51 |
| | E _{эксп.} | 14,33 | 13,42 | 12,50 | 11,01 | 10,40 |
| Q = 4,43 | E _{расч.} | 9,61 | 8,90 | 8,02 | 7,23 | 6,72 |
| | E _{эксп.} | 9,76 | 8,72 | 8,28 | 7,46 | 6,76 |
| Q = 9,63 | E _{расч.} | 4,29 | 3,81 | 3,23 | 2,75 | 2,74 |
| | E _{эксп.} | 4,22 | 3,78 | 3,18 | 2,71 | 2,49 |

Р е з у л ь т а т ы

В таблице 2 приведены результаты трех измерений дифференциальных сечений неупруго рассеянных нейтронов на углероде. Данные всех трех измерений близки между собой.

Таблица 2

| θ | 1 изм. мбарн/ср | 2 изм. мбарн/ср | 3 изм. мбарн/ср | Среднее из 3-х изм. мбарн/ср | Среднеквадратичные ошибки. мбарн/ср |
|------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------------------|--|
| 30° | 14,176 | 16,40 | 19,21 | 16,60 | 2,16 |
| 60° | 21,86 | 23,37 | 23,06 | 22,76 | 0,69 |
| 90° | 17,28 | 17,98 | 16,24 | 17,17 | 0,76 |
| 120° | 15,25 | 13,45 | 14,16 | 14,29 | 0,79 |
| 150° | 15,94 | 14,01 | 16,01 | 15,35 | 1,0 |

На рис. 2 приведены для каждого угла рассеяния средние значения сечений из трех измерений. Указанные ошибки - среднеквадратичные из 3-х измерений.

Для получения абсолютных значений сечений из относительных, последние нормировались путем деления суммарной площади пика упругого рассеяния и пика с возбуждением первого уровня с известным из литературы сечением.

Кривая, проведенная по экспериментальным точкам на рис. 2, есть результат разложения фактического распределения неупруго рассеянных нейтронов в ряд по полиномом Лежандра.

$$\sigma(\cos \theta) = \frac{1}{4\pi} [a_0 + a_1 P_1(\cos \theta) + a_2 P_2(\cos \theta)]$$

a_0 - коэффициент разложения.

P_1 - полиномы Лежандра,

θ - угол рассеяния.

Коэффициент a_0 дает полное сечение эмиссии, которое равно 231 мбарн. Это есть суммарное сечение процессов, идущих с возбуждением конечного ядра с энергией возбуждения выше 9,63 Мэв. Из каждого из трех указанных измерений была определена ошибка нормировочного коэффициента. Она рассматривалась, как состоящая из трех источников:

1. Ошибка за счет отделения пиков [упругого + неупругого (4,43 Мэв)]. Она невелика, не превышает 2%, так как пики хорошо выделены на спектрах;

2. Статистической ошибки измерений. В зависимости от угла рассеяния она лежит в интервале 1-3%;

3. Рассчитанная ошибка использованных данных составляет (3+5)% в зависимости от угла рассеяния.

Средняя относительная ошибка составляет (4,7+ 7,3)%.

Л и т е р а т у р а

1. Сельников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В., Нестеренко В.С., Труфанов А.М. Взаимодействие 14 Мэв нейтронов с ядрами железа, меди и вольфрама. Препринт ФЭИ-216, 1970.

2. Сельников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В., Фетисов Н.И., Труфанов А.М. Неупругое рассеяние быстрых нейтронов на ядрах Cr, Ni, Y, Zr, W. Доклад на второй международной конференции по ядерным данным. Хельсинки, 1970.

3. Сельников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В., Фетисов Н.И., Труфанов А.М. Энергетические спектры неупруго рассеянных нейтронов для Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Y, Zr, Nb, W, Bi. Доклад в ИАЭД, 1971, № 7.

4. BNL-400. Angular distributions in Neutron-induced reactions. 1970, v.1. Z=1 to 20.

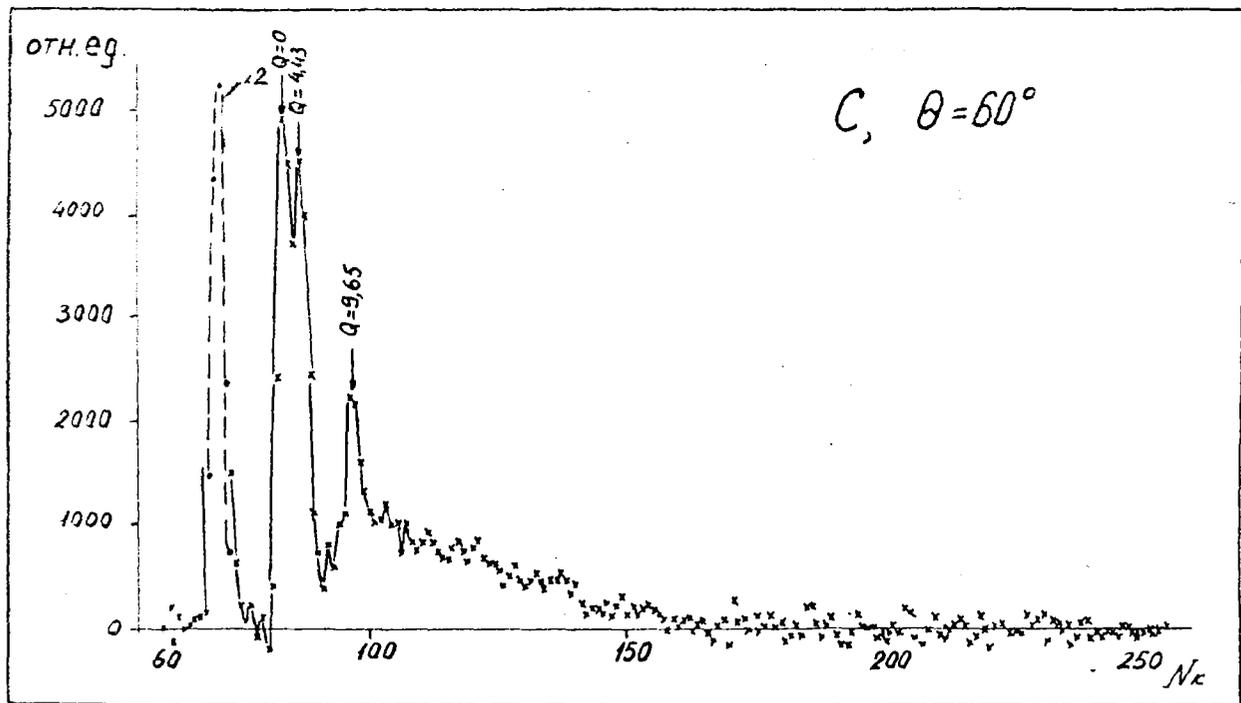


Рис. 1.

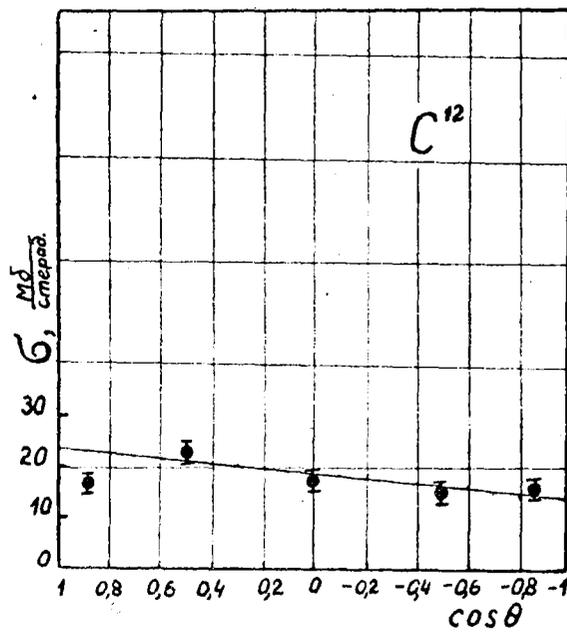


Рис. 2.

СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 14,5 МЭВ НЕЙТРОНОВ
С ЯДРАМИ ^{239}Pu

Б.В.Девкин, А.А.Лычагин, О.А.Сальников, С.Э.Сухих

Abstract- АННОТАЦИЯ

SECONDARY NEUTRON SPECTRA AT INTERACTION OF 14,5 MeV NEUTRONS WITH ^{239}Pu NUCLEI. The spectra of secondary neutrons measured by the time-of-flight method are given for interaction of 14,5 MeV neutrons with ^{239}Pu nuclei at the angles of 30° , 60° , 90° , 120° and 150° . The nuclear temperature of the total spectrum is given for the energy range from 0,6 to 6 MeV for each angle.

СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 14,5 МЭВ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ^{239}Pu . Приведены спектры вторичных нейтронов при взаимодействии 14,5 Мэв нейтронов с ядрами ^{239}Pu под углами 30° , 60° , 90° , 120° и 150° , измеренные методом времени пролета.

Определена ядерная температура суммарного спектра в диапазоне энергий от 0,6 до 6 Мэв для каждого угла.

В в е д е н и е

Несмотря на важность для практики знания сечений неупруго рассеянных нейтронов, их спектров, спектров нейтронов деления ядер ^{239}Pu , эти данные приведены в литературе весьма скудно. Сведения по этим важнейшим константам для начальной энергии ниже 5,5 Мэв содержат работы: Knitter и Coppola [1] и Allen и др. [2] при энергиях ниже 1,5 Мэв, Cranberg и Levin [3], при энергиях 2 Мэв. Batchelor и Wyld [4] при энергиях 2,5 и 4,0 Мэв и Coppola и Knitter [5] в диапазоне энергий от 1,5 до 5,5 Мэв.

При начальной энергии налетающих нейтронов 14 Мэв имеется всего две работы: Замятнина Ю.С. 1968 г. [6] и Bertrand P. и Voignier 1970 г. [7]. В первой работе методом фотопластинок измерен спектр вторичных нейтронов под углом 90° , во второй работе методом времени пролета измерено угловое распределение спектра вторичных нейтронов, приведена ядерная температура для угла 90° .

Исследование спектра вторичных нейтронов, образующихся при взаимодействии нейтронов с начальной энергией 14 Мэв с ядрами плутония-239, представляет и значительный теоретический интерес, так как это ядро сильно деформировано. Схема его уровней указывает на ротационный характер коллективных возбуждений ядра плутония, которые обычно связаны с прямыми процессами. Поэтому для выяснения их вклада весьма существенно исследовать наряду со спектром вторичных нейтронов и их угловое распределение.

Настоящая работа является первым этапом в изучении спектров вторичных нейтронов при взаимодействии нейтронов с начальной энергией 14,5 Мэв с ядрами плутония-239. Цель работы - измерение углового распределения спектра вторичных нейтронов и вычисление ядерных температур ядра ^{239}Pu при начальной энергии падающих нейтронов 14,5 Мэв.

I. Метод измерения и аппаратура

Спектры вторичных нейтронов под углами 30° , 60° , 90° , 120° и 150° были измерены методом времени пролета. Источником нейтронов с начальной энергией 14,5 Мэв служила тритиевая мишень каскадного генератора КТ-0,3, работающего в импульсном режиме [8]. Длительность импульсов тока дейтронов на полувисоте около 2,5 нсек, ток в импульсе около 1-го М а, частота следования импульсов 2,5 мгц. Ширина канала спектрометра равнялась 1,06 нсек. Временное разрешение составляло 5 нсек на полувисоте нейтронного пика и определяется, в основном, амплитудным разбором импульсов "стартового" канала спектрометра. Интегральная неединищность спектрометра составляла 1% на участке от 30 до 350 канала. В качестве мониторов силы использованы два сцинтилляционных детектора, направленные на мишень ускорителя с высоким порогом регистрации. Мониторирование эксперимента проводилось на "живой" отчет мониторов.

1.1. Геометрия эксперимента

Геометрия эксперимента приведена на рис 1. Образец ^{239}Pu устанавливался на расстоянии 15 см от мишени ускорителя под углом 66° по отношению к пучку дейтронов ускорителя в двух положениях.

При измерении спектров нейтронов под углами 30° , 60° и 90° плоскость образца совпадала с направлением угла 150° , а при измерении спектров нейтронов под углами 120° и 150° с направлением угла 30° . Это было сделано с целью сохранения постоянного телесного угла, образованного мишенью ускорителя и образцом и уменьшения влияния толщины образца при различных положениях детектора по отношению к образцу. Детектор располагался в защите на расстоянии 2,00 м от образца под углами 30° , 60° , 90° , 120° и 150° по отношению к направлению нейтронов, падающих на образец. Защита детектора выполнена из парафина с добавкой гидрида лития. Детектор окружен свинцом толщиной 13 см со всех сторон. Перед парафиновой защитой устанавливался железный коллиматор длиной 90 см и медный конус длиной 25 см.

1.2. Детектор

Детектор с $n-\gamma$ компенсацией, выполненной по схеме Брукса состоит из фотоэлектронного умножителя ФЭУ-30 и кристалла стильбена диаметром 70 и толщиной 50 мм. [9]. Эффективность детектора (см. рис. 2) измерялась двумя методами. В первом методе измерялся спектр нейтронов деления ^{252}Cf методом времени пролета, а эффективность детектора вычислялась из этого спектра в диапазоне энергий от 0,2 до 6 Мэв. При этом ядерная температура ^{252}Cf принималась равной 1,4 Мэв [10].

Во втором случае измерялись спектры рассеянных нейтронов на водороде под углами от 30° до 72° с шагом 6° , что соответствовало диапазону энергий от 1,5 до 10 Мэв. Порог детектора определялся уровнем дискриминации в канале $n-\gamma$ компенсации и составлял 200 кэв, при этом γ -подавление было равно около 50.

1.3. Образец ^{239}Pu

Образец ^{239}Pu диаметром 46 мм и толщиной 2,6 мм представляет собой сплав ^{239}Pu с двумя % галия. Образец заключен в двойную оболочку: одна из нержавеющей стали толщиной 0,3 мм, вторая из кадмия толщиной 1 мм. Образец помещался в дюралюминиевый контейнер с толщиной стеной 1 мм. Вес образца 55 гр, изотопный состав следующий: ^{239}Pu - 95%, ^{240}Pu - 4%.

При измерении фона использовался идентичный дюралюминиевый контейнер, но вместо образца ^{239}Pu контейнер заполнялся дисками из нержавеющей стали и кадмия по весу равным весу обло- чок образца.

1.4. Электронная аппаратура

Блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис. 3. "Стартовый" сигнал с детектора поступал на вход быстрого дискриминатора и далее на "стартовый" вход временного преобразователя. "Стоповый" сигнал при измерении спектров вторичных нейтронов ^{239}Pu снимался с пикап-электрода, расположенного на расстоянии 15 см от мишени ускорителя, а после усиления и формирования быстрым дискриминатором поступал на вход "стоп" временного преобразователя. При измерении спектра ^{252}Cf и спектра нейтронов, рассеянных на водороде "стоп"-сигнал снимался с анодов фотоумножителей камеры деления в первом случае и детектора с кристаллом стильбена \varnothing 10 и высотой 40 мм, который служил в качестве водородного рассеивателя [11].

Компенсированный канал спектрометра состоит из усилителя, интегрального дискриминатора и схемы совпадения.

Сигнал с $n-\gamma$ компенсации детектора после усиления и дискриминации подавался на вход 1 схемы совпадения. На вход 2 схемы совпадений поступал сигнал с выхода быстрого дискриминатора "стартового" канала. Схема совпадений вырабатывала сигнал разрешающий анализ только в случае совпадения сигналов "стартового" канала и канала $n-\gamma$ компенсации в пределах временного интервала не более 1,5 мксек.

Порог регистрации "стартового" канала был выбран ниже порога регистрации канала $n - \gamma$ компенсации. Таким образом порог спектрометра и степень γ - компенсации определялся уровнем интегрального дискриминатора.

Использование схемы совпадений и дискриминатора в канале $n - \gamma$ компенсации позволило получить порог спектрометра 200 кэв при γ - подавлении равным 50.

Результаты измерений

Измерены спектры вторичных нейтронов, образующихся при взаимодействии нейтронов с начальной энергией 14,5 Мэв с ядрами ^{239}Pu в области энергий от 0,6 до 8 Мэв для углов $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ и 150° . Аппаратурные спектры, измеренные под углами 30° и 90° , приведены на рис.4. На рис.5 дана графическая зависимость $\ln \frac{N(E)}{\sqrt{E}}$ измеренных спектров в зависимости от энергии. Ядерные температуры, полученные из наклона прямой $\ln \frac{N(E)}{\sqrt{E}}$ (E) представлены в таблице.

| Угол | E, Мэв | T, Мэв | $\pm \Delta T$, Мэв |
|-------------|---------|--------|----------------------|
| 30° | 0,6 + 4 | 1,197 | 0,062 |
| 60° | 0,6 + 6 | 1,240 | 0,064 |
| 90° | 0,6 + 7 | 1,428 | 0,074 |
| 120° | 0,6 + 6 | 1,236 | 0,064 |
| 150° | 0,6 + 6 | 1,280 | 0,066 |

Ошибки, приведенные на рисунках и в таблице, представляют собой среднеквадратичную сумму статистической ошибки измерения, ошибку эффективности и ошибку, связанную с энергетической неопределенностью, вызванной неточностью определения положения γ - пика на временных спектрах, составляющей ± 1 канал, что соответствует временной неопределенности $\pm 1,06$ нсек.

Угловое распределение нейтронов в области энергий от 0,6 до 3 Мэв изотропно. В области энергий выше 3-х Мэв наблюдается подъем на углах 30° и 60° градусах, что можно объяснить вкладом прямого взаимодействия нейтронов и частично, вкладом нейтронов, обусловленных упругим взаимодействием.

К сожалению, нет возможности сравнить полученные данные с данными других работ, т.к. имеющиеся публикации не приводят углового распределения нейтронов. Приведенный в работе [7] спектр вторичных нейтронов под углом 90° дает хорошее согласие со спектром нейтронов и ядерной температурой, полученными в настоящей работе.

В заключение авторы выражают благодарность г. Корнилову Н.В. за корректную помощь в эксперименте и обработке результатов измерений, г. Ануфриенко В.Б. за интерес, проявленный к настоящей работе и г. Тихонову В.Е. за подготовку и участие в эксперименте.

Л и т е р а т у р а

1. Knitter H.H., Coppola M. Z.Physik 1969,228, 286.
2. Allen R.C. et al. Phys.Rev.1956, 104,731.
3. Cranberg L., Levin I.S. LA-2177,1959.
4. Batchelor R.,Wyld K. AWRE 055,69.
5. Coppola M. and Knitter H.H. Z.Physik 1970,232,286.
6. Замятнин Ю.С. и др. "Атомная энергия", 1958,4,337.
7. Bertrand F., Voignier I. Rapport CEA-P-3936,1970.
8. Ануфриенко В.Б. и др. Препринт ФЭИ-307, Обнинск,1971.
9. Барнова В.Я. и др. Препринт ФЭИ-577,Обнинск, 1975.
10. Green L., Mitchel I.A. Nucl.Science and Engin.1973,50, 257-272.
11. Пляскин В.И. и др. Препринт ФЭИ-372,Обнинск,1973.

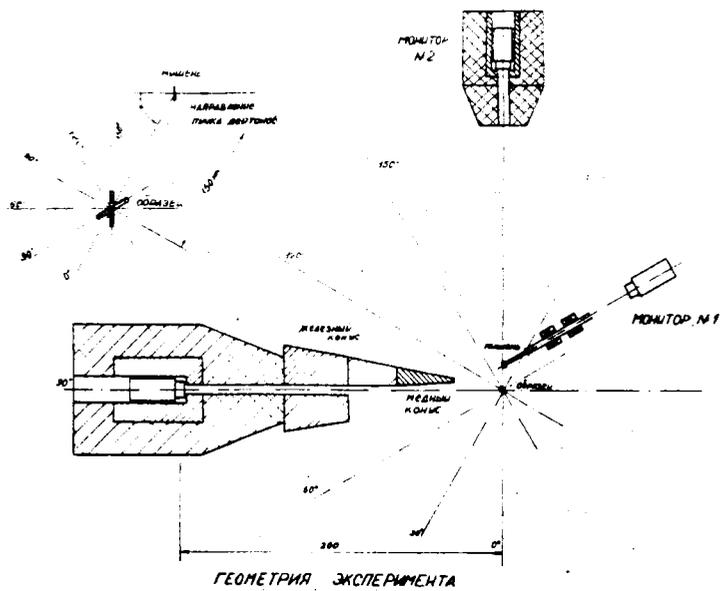


Рис. 1.

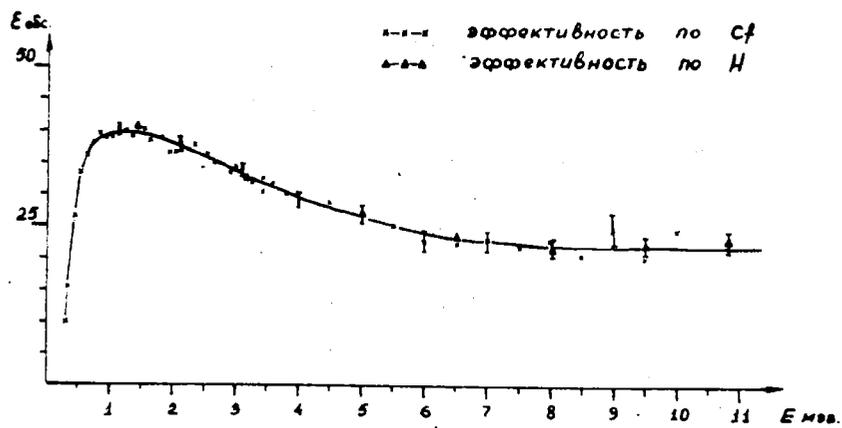


Рис. 2.

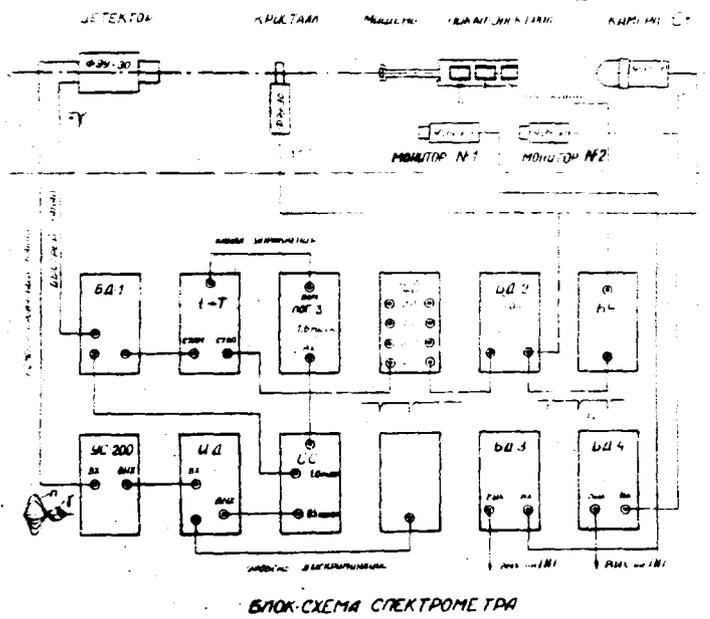


Рис. 3.

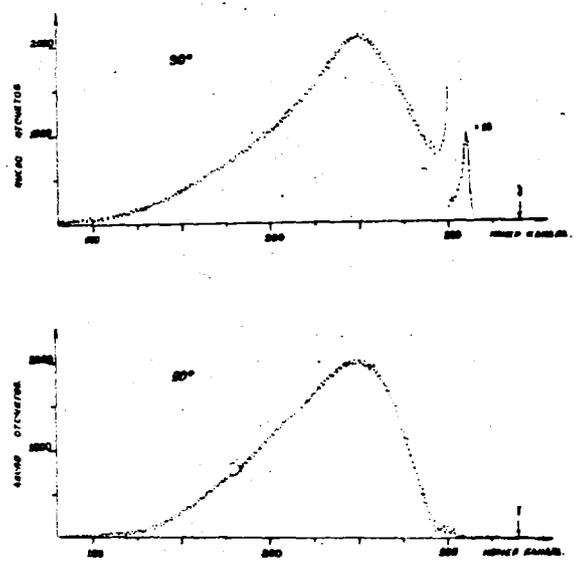


Рис. 4.

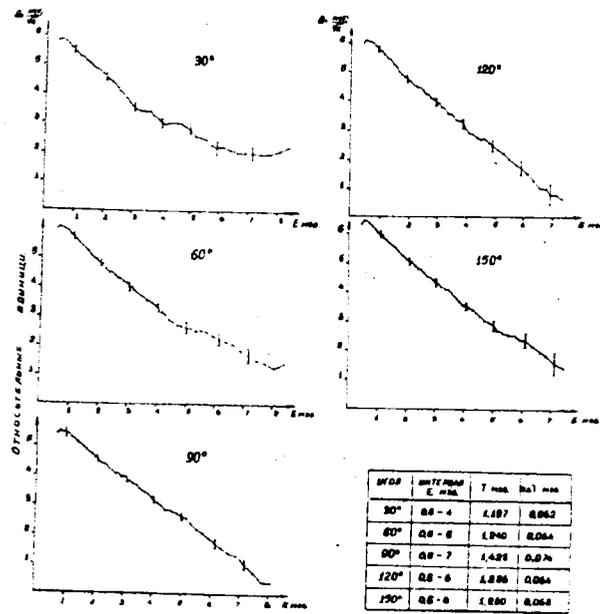


Рис. 5.

ОЦЕНКА СПЕКТРОВ ЭМИССИИ ЧАСТИЦ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ЯДЕР НИКЕЛЯ НЕЙТРОНАМИ

В.М.Бычков, В.И.Пляскин

Абстракт - аннотация

THE PARTICLE EMISSION SPECTRA EVALUATION AT IRRADIATION OF NICKEL NUCLEI BY NEUTRONS. The particle emission spectra evaluation at irradiation of nickel nuclei by neutrons with energies from 9 to 14 MeV has been done in framework of statistical theory and model of compound decay. In neutron and proton spectra calculation the reactions (n, n') , $(n, 2n)$, (n, pn) and (n, p) , (n, np) were taken into account for isotopes Ni-58, 60, 62.

ОЦЕНКА СПЕКТРОВ ЭМИССИИ ЧАСТИЦ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ЯДЕР НИКЕЛЯ НЕЙТРОНАМИ. Оценка спектров эмиссии частиц при бомбардировке ядер никеля нейтронами с энергией от 9 до 14 Мэв проведена на основе расчетов в рамках статистической теории и модели предравновесного распада. В расчетах нейтронного и протонного спектров учтены соответственно реакции: (n, n') , $(n, 2n)$, (n, pn) и (n, p) , (n, np) на изотопах Ni -58, 60, 62.

В работе рассматривается применение различных моделей ядерных реакций для оценки спектров эмиссии частиц из ядер, возбужденных нейтронами. К настоящему времени выполнено большое число измерений спектров нейтронов с начальной энергией 14 Мэв, неупруго рассеянных на различных ядрах [1-5]. Имеются также аналогичные измерения при начальной энергии нейтронов 9 Мэв [6]. Однако в диапазоне энергий 10-14 Мэв экспериментальных данных по спектрам нет и трудно ожидать их появления в ближайшее время в виду отсутствия в этом интервале энергий легкодоступных источников моноэнергетических нейтронов. Поэтому наиболее приемлемым способом получения сведений о спектрах неупругого рассеяния нейтронов в этой области энергий являются расчеты с помощью модельных представлений, дающих наилучшее описание экспериментальных данных при энергиях 9 и 14 Мэв.

Мы приводим здесь результаты расчетов, полученные для никеля естественного изотопного состава. Этот элемент был выбран по двум причинам:

- а) никель является важным конструкционным материалом и рекомендованные в данной работе спектры могут быть использованы в расчетах реакторов и защиты ядерных установок;
- б) описание эмиссии нейтронов из никеля является сложной задачей из-за большого числа изотопов в естественном никеле и значительного вклада в спектр нейтронов из реакции (n, pn) , поэтому сравнение расчетного спектра с экспериментальными данными, полученными для естественного никеля, является хорошим критерием проверки расчетных методов.

§ I. Модели, используемые для расчета

При описании взаимодействия нейтронов с ядрами в настоящее время используется разделение механизмов реакции на прямые, предравновесные и равновесные.

1. Для расчета равновесной части спектра частиц можно использовать известное соотношение Хаузера-Фешбаха:

$$b_{lab}^{равн}(E, E') dE' = \pi \lambda^2 \int_{j s e} \frac{2j+1}{(2l+1)(2I+1)} \frac{T_{s e j}^a(E) \sum_{s' l' I'} T_{s' l' I'}^b(E') \omega(U, I') dE'}{G} \quad (1)$$

где $G = \sum_{c s' l' I'} \int_0^{E+Q} T_{s' l' I'}^c \omega(U, I') dE'$ - учитывает все возможные способы распада составного ядра;

a, b, c - индексы падающих и испущенных частиц;

I, l, j, I', l' - спины ядра-мишени, падающей частицы, составного ядра и испущенной частицы;

S, s' - спины входного и выходного каналов;

e, e' - орбитальные угловые моменты, вносимые в ядро падающей частицей и уносимые улетающей, соответственно;

$T_{s e j}^a(E)$ - коэффициент проницаемости ядерной поверхности в данном канале;

λ - длина волны, соответствующая энергии E ;

Q - энергия реакции;

$\omega(U, I')$ - плотность уровней остаточного ядра со спином I' и энергией возбуждения U .

В модели ферми-газа, в предположении статистического распределения угловых моментов по энергетическим состояниям, $\omega(U, I')$ равно:

$$\omega(U, I') = \text{const} \frac{(2I'+1)}{U^{*2}} \exp \left\{ 2\sqrt{aU^*} - \frac{(I'+1/2)^2}{2b^2} \right\} \quad (2)$$

здесь:

b - параметр спиновой зависимости, характеризующий дисперсию углового момента;
 $U^* = U - \delta$; δ - феноменологическая поправка на спаривание нуклонов; a - параметр плотности уровней.

Выражение (1) можно существенно упростить, если сделать два предположения [7,8]:

а) плотность уровней зависит от спина следующим образом:

$$\omega(U, I') = 2(I'+1) \omega(U)$$

б) проницаемости зависят только от e и не зависят от S и J , то есть $T_{Sej} = T_e$.

В результате упрощений, связанных с этими предположениями получается соотношение, известное в литературе, как формула Вайскопфа:

$$\sigma_{1,ab}^{\text{равн.}}(E, E') dE' = \sigma_c^a(E) \frac{E' \omega(U) \sigma_{lnv}^b(E') dE'}{\sum_c \int_0^{E+Q} E'' \omega(U) \sigma_{lnv}^c dE''} \quad (3)$$

где $\sigma_c^a(E)$; $\sigma_{lnv}^b(E')$ - сечение образования составного ядра и сечение обратной реакции, соответственно. Плотность уровней $\omega(U)$ остаточного ядра в уравнении (3) обычно принимают равной:

$$\omega(U) = \omega(U, 0) \approx \frac{\text{const}}{U^{*2}} \exp(2\sqrt{aU^*}) \quad (4 \text{ а})$$

$$\text{или} \\ \omega(U) = \int_0^\infty \omega(U, I') dI' = \frac{\text{const}}{U^{*3/2}} \exp(2\sqrt{aU^*}) \quad (4 \text{ б})$$

На рис. 1 представлены результаты расчета по формуле (3) с $\omega(U)$ в виде (4 а) и (4 б) спектров нейтронов, неупруго рассеянных с начальной энергией 14 Мэв на ядрах железа, тантала и урана. Как видно из рисунков, различия в спектрах невелики и уменьшаются с увеличением атомного веса ядра-мишени.

На рис. (2 а) показаны результаты расчета по формулам (1) и (3) спектров нейтронов неупруго рассеянных на железе с начальной энергией 14 Мэв. Здесь же (рис. 2 б) для сравнения показаны кривые, рассчитанные по формуле (1), но с различными значениями параметров плотности уровней. В одном случае параметры ($a = 7,8 \text{ Мэв}^{-1}$; $\delta = 2,8 \text{ Мэв}$) соответствуют значениям, получаемым из плотности нейтронных резонансов, других ($a = 5,2 \text{ Мэв}^{-1}$; $\delta = 0 \text{ Мэв}$), ($a = 6,2 \text{ Мэв}^{-1}$; $\delta = 1,0 \text{ Мэв}$) - значениям, рекомендованных в работах [9] и [8]. Следует отметить, что разброс результатов из-за применения различных параметров плотности уровней существенно превосходит различие, связанное с переходом к более простому соотношению (3). Поэтому в дальнейшем для расчета равновесной части спектра использовалось выражение (3), что позволило значительно упростить вычисления.

2. Для описания спектра частиц, испускаемых возбужденным ядром в процессе достижения равновесия, использовалась модель, предложенная Гриффином [10] и получившая дальнейшее развитие в работах [11, 12]. В рамках этой модели вероятность эмиссии частицы с энергией E в интервале dE' записывается следующим образом

$$\sigma_1^{\text{проб}}(E, E') dE' = \sigma_{obs}(E) \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \frac{P_{n-1}(U)}{P_n(E_0)} \frac{\lambda_{эм}(E', n)}{\int_0^{E+Q} \lambda_{эм}(E', n) dE' + \lambda_+(E_0, n)} \quad (5)$$

здесь: $\sigma_{abs}(E)$ - сечение поглощения падающей частицы;

$\lambda_{3M}(E, n)$ - вероятность испускания частицы с энергией E из конфигурации с n - экситонами.

$$\lambda_{3M}(E, n) = \frac{(2S+1) \sigma_{lnv}(E') m E' dE'}{9\pi^2 \hbar^3}$$

$\lambda_+(E_0, n)$ - вероятность перехода из n - экситонного состояния в состояние с $n+2$ экситонами

$$\lambda_+(E_0, n) = \frac{29\pi}{\hbar} |\bar{M}|^2 \frac{g^3 E_0^2}{P+n+1}$$

где $|\bar{M}|^2$ - средняя величина квадрата матричного элемента перехода $n \rightarrow n+2$;
 P, \hbar - число частиц и дырок в состоянии n .

Плотность частично-дырочных состояний обычно записывается следующим образом [13]:

$$\rho_n(E) = \frac{g^n E^{n-1}}{P! n! (P+n-1)!}$$

g - средняя одночастичная плотность в модели ферми-газа для составного и остаточного ядер. Окончательное выражение для расчета предравновесного спектра принимает следующий вид:

$$\sigma_2^{pred}(E, E') dE' = \frac{E' (2S+1) m \sigma_{lnv}(E') \sigma_{abs}(E)}{49\pi^3 \hbar^2 A \alpha E_0} \sum_{\substack{n=3 \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} \left(\frac{U}{E_0}\right)^{n-2} (n+1)^2 (n-1) \quad (6)$$

где $\alpha = |\bar{M}|^2 g^4 / A$; S, m - спин и масса испущенной частицы;

E_0, U - энергии возбуждения составного и остаточного ядер;

\bar{n} - число экситонов в равновесном состоянии;

A - массовое число ядра-мишени.

3. Прямое возбуждение первого коллективного уровня 2^+ рассчитывалось методом связанных каналов.

4. При энергии падающих нейтронов выше порога реакций $(n, 2n)$ и (n, pn) необходимо учитывать в спектре вклад от этих реакций. Спектр второй частицы рассчитывался в рамках модели последовательного испарения по формуле

$$\sigma_2(E, E_2) dE_2 = \int_0^{E_1^{max}} \sigma_1(E, E_1) dE_1 \frac{E_2 \sigma_{lnv}^b(E_2) \omega(U_2) dE_2}{\sum_0^{E_2^{max}} \int_0^{E_2^{max}} E_2' \sigma_{lnv}^c(E_2') \omega(U_2') dE_2'} \quad (7)$$

здесь:

$$\sigma_1(E, E') = \sigma_1^{paw}(E, E') + \sigma_1^{pred}(E, E') - \text{спектр первой частицы};$$

E_2 - энергия второй частицы; $E_1^{max} = E + Q_2 - E_2$, где Q_2 - энергия реакций с испусканием второй частицы;

$E_2^{max} = E + Q_2 - E_1$; $U_2 = E + Q_2 - E' - E_2 - \delta$ - энергия возбуждения остаточного ядра после испускания второй частицы; плотность уровней $\omega(U_2)$ рассчитывалась по формуле (4 б).

§ 2. Расчет спектров

1. В качестве подготовительного этапа к оценке спектров были получены на основе расчетов, проведенных в работе [15] и имеющихся экспериментальных данных значения сечений реакций (n, n') , (n, p) , (n, α) , (n, d) , $(n, 2n)$, (n, pn) , $(n, n\rho)$ для изотопов $Ni^{58,60,62}$ в интервале энергий от порога соответствующей реакции до 15 Мэв. Сечения поглощения нейтронов $\sigma_{ab}(E)$ и обратных реакций $\sigma_{inv}(E')$, $\sigma_{inv}(E_2)$ были взяты из расчетов по оптической модели, выполненных в работе [15]. Сечение образования составного ядра $\sigma_c(E)$ получалось как $\sigma_c(E) = \sigma_{ab}(E) - \sum \sigma_i(E, E')$.

2. При расчете спектров частиц предравновесной эмиссии по формуле (5) важное значение имеет величина коэффициента α . Анализ спектров нейтронов неупруго рассеянных с начальными энергиями 7; 9 и 14 Мэв на 32 ядрах, выполненный в работе [16], показал, что наилучшее описание этих экспериментальных данных получается с $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-2}$. Такое же значение было ранее получено итальянской группой [12] из анализа сечений реакции (n, p) . Поэтому при расчете спектров предравновесной эмиссии мы считали, что значение α не зависит ни от энергий возбуждения составного ядра, ни от типа испускаемой частицы (нейтрон или протон) и равно $3,3 \cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-2}$.

3. Учет вклада в спектр от рассеяния на первом коллективном уровне 2^+ производился на основе значения функции возбуждения этого уровня, рассчитанной методом связанных каналов в работе [18].

4. При расчете равновесной части спектра в качестве параметров плотности уровней брались величины, полученные в работе [14] из анализа данных по плотности нейтронных резонансов. Расчет спектров нейтронов с этими параметрами дает наилучшее описание имеющихся экспериментальных данных. Если использовать параметры плотности уровней с "обратным смещением" [8], то рассчитанные спектры нейтронов получаются более жесткими, чем экспериментальные (рис. 3). По-видимому, этим объясняется и тот факт, что сечения реакций (n, p) и (n, α) , рассчитанные в рамках обычной статистической модели [15], лучше описывают экспериментальные данные именно с этими параметрами плотности уровней, так как ужесточение спектров до некоторой степени компенсирует недоучет предравновесного испускания частиц.

5. На рис. 3 и 4 представлены результаты расчетов спектров нейтронов, испускаемых при бомбардировке естественного никеля нейтронами с начальными энергиями 9,2 Мэв и 14,4 Мэв, соответственно. Здесь же приведены все известные нам экспериментальные данные. Совпадение расчета с экспериментом очень хорошее. Рассчитанные спектры были получены суммированием соответствующих спектров эмиссии нейтронов из ядер $Ni^{58,60,62}$ с весом, равным содержанию этих изотопов в естественном никеле.

На рис. 5 и 6 сравниваются спектры протонов, испускаемых из Ni^{58} и Ni^{60} при бомбардировке их нейтронами с начальной энергией 14,4 Мэв с экспериментальными данными из работы [17]. Так как экспериментальные спектры даны в относительных единицах, то для сравнения их с расчетными последние были нормированы на площадь под экспериментальными спектрами. Совпадение между расчетом и экспериментом можно считать удовлетворительным.

6. Хорошее совпадение между рассчитанными и экспериментальными спектрами частиц, испускаемых при бомбардировке никеля нейтронами с начальными энергиями 9 и 14 Мэв, дает основание надеяться, что оцененные аналогичным способом спектры для промежуточного интервала энергий также близки к истинным.

Л и т е р а т у р а

1. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н. и др. "Ядерная физика", 1970, 12, 1132.
2. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н. и др. Nuclear Data for Reactors, IAEA, Vienna, 1970, 2, 359.
3. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н. и др. "Ядерные константы", 1971, 7, 134.
4. Hermsdorf D., Meister A et al. ZFK-277, 1974.
5. Hansen L.F., Anderson I.D., Grimes S.M. et al. USNDC-9, 1973, 84.
6. Биряков Н.С., Журавлев Б.В., Пляскин В.И. и др. Препринт ФЭИ-457, Обнинск, 1973.
7. Голштейн Г. В сб.: Физика быстрых реакторов, ред. Дж.Мармон, Дж.Файлер. М.Атомиздат, 1966, 2, 381.
8. Lu C.C., Vaz S.L., Huizenga J.R. Nucl.Phys. 1972, A190, 229.
9. Huizenga I.R., Vonach H.K., Katsanos A.A. et al. Phys.Rev. 1969, 182, 1149.
10. Griffin J.J. Phys.Rev.Lett., 1966, 17, 478.
11. Blann M. Phys.Rev.Lett., 1968, 21, 1357; Williams F.C. Phys.Lett., 1970, 31B, 184; Cline C.K., Blann M. Nucl.Phys. 1971, A172, 225.
12. Braga-Marcazzan G.M., Milazzo-Colli L. et al. Phys. Rev., 1972, C6, 1398.
13. Ericson T., Advan.Phys. 1960, 9, 425.
14. Facchini U., Saetta-Menichella F., Energia Nucl., 1968, 15, 54.
15. Бычков В.М., Пашенко А.Б. Препринт ФЭИ-699, Обнинск, 1976.
16. Пляскин В.И., Трыкова В.И. "Ядерные константы", 1976, 21, 62.
17. Allan D.L. Proc.Phys.Soc.(London), 1957, 70A, 195.
18. Бычков В.М., Манохин В.Н., Проняев В.Г. и др. Доклад на 3-ей Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975.

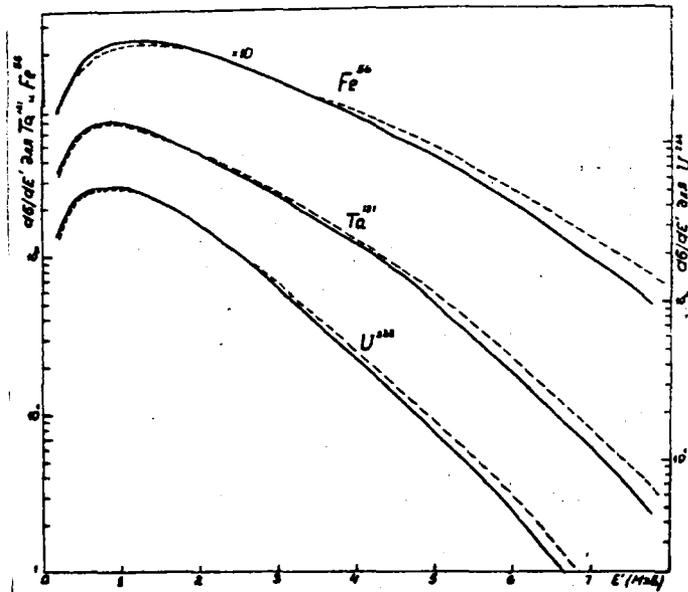


Рис. 1. Результаты расчета спектров по формуле (3) с $\omega(u)$ в виде (4 а) (---) и (4 б) (—), неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 14 Мэв на ядрах железа, тантала и урана.

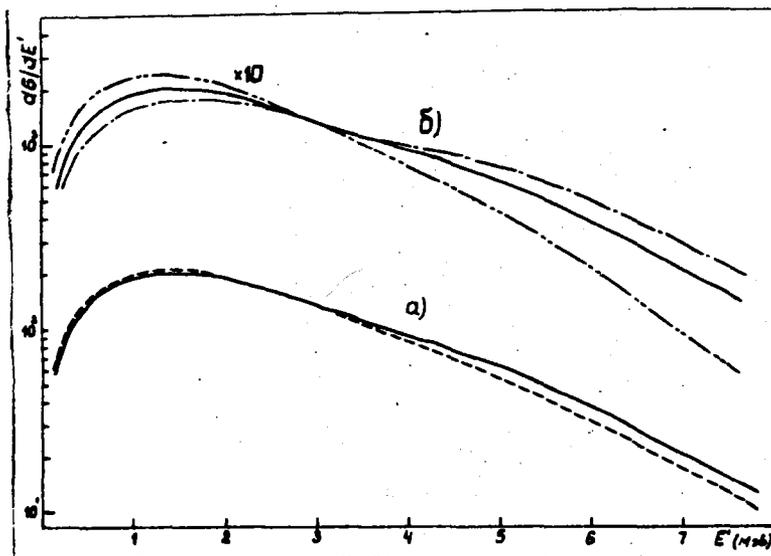


Рис. 2.

- а). Результаты расчета по формулам (1) и (3) спектров нейтронов, неупруго рассеянных с начальной энергией 14 Мэв на ядрах железа;
- б). Результаты расчета по формуле (1) с различными значениями параметров плотности уровней _____ $a = 7,8 \text{ Мэв}^{-1}$; $\delta = 2,8 \text{ Мэв}$ [14]; _____ $a = 5,2 \text{ Мэв}^{-1}$; $\delta = 0 \text{ Мэв}$ [9]; _____ $a = 6,2 \text{ Мэв}^{-1}$, $\delta = 1,0 \text{ Мэв}$ [8] спектров нейтронов неупруго рассеянных с начальной энергией 14 Мэв на ядрах железа. ○

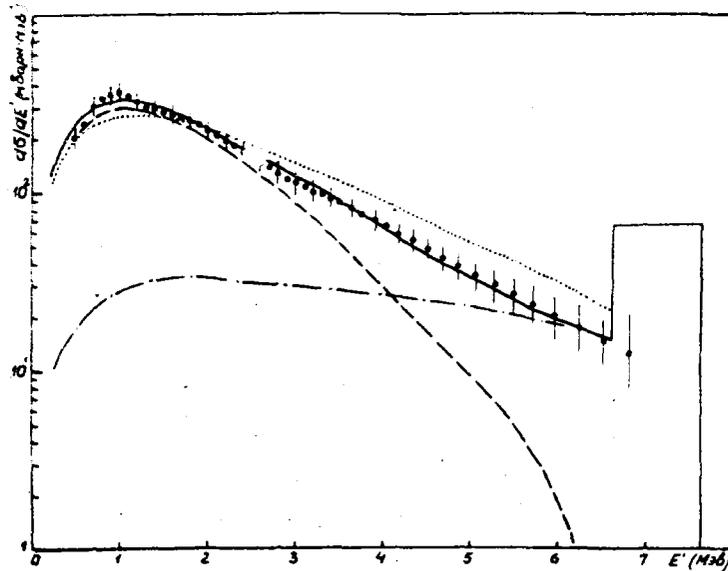


Рис. 3. Интегральный спектр нейтронов неупруго рассеянных ядрами никеля.

Энергия бомбардирующих нейтронов 9,1 Мэв

- - эксперимент [6];
- - полный спектр нейтронов (расчет равновесной части спектра с параметрами плотности уровней из [14]);
- - полный спектр нейтронов (расчет равновесной части спектра с параметрами плотности уровней из [8]);
- - - предравновесная часть спектра;
- · - · - равновесная часть спектра (расчет с параметрами плотности уровней из [14]).

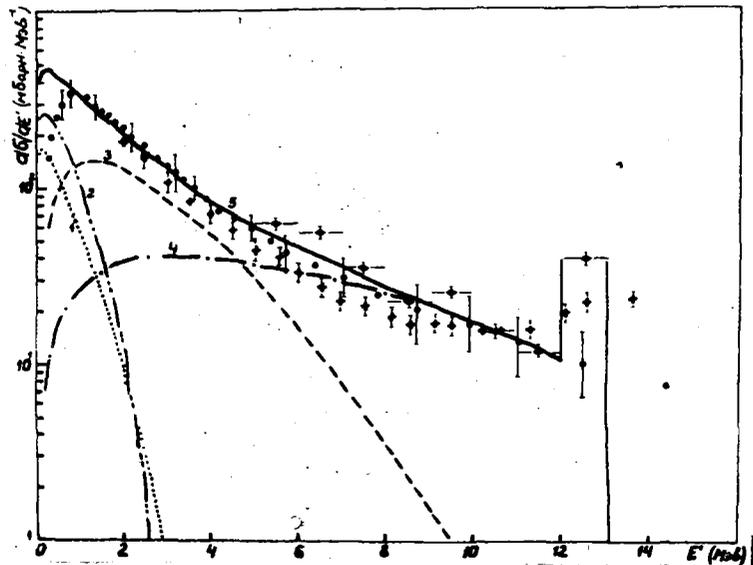


Рис. 4. Интегральный спектр нейтронов, испускаемых из никеля. Энергия бомбардирующих нейтронов 14,4 Мэв.

Эксперимент:

- - работа [3];
- ⊕ - работа [4];
- ⊕ - работа [5].

Расчет:

- 1 - спектр нейтронов из реакции (n, pn) ; 2 - спектр второго нейтрона из реакции $(n, 2n)$; 3 - равновесная часть спектра первых нейтронов, испускаемых в реакциях $(n, 2n)$, (n, np) и нейтронов из реакции (n, n') ; 4 - предравновесная часть спектра; 5 - полный спектр нейтронов.

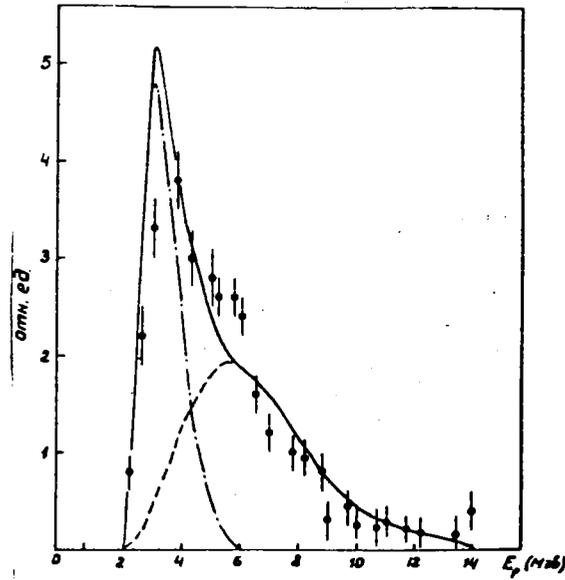


Рис. 5. Спектр протонов, испускаемый при бомбардировке ядер никеля-58 нейтронами с начальной энергией 14,1 Мэв:

- † - эксперимент [17];
- - полный спектр протонов (расчет);
- - - спектр протонов из реакции (n, np);
- · - - спектр протонов из реакций (n, p) и (n, pn).

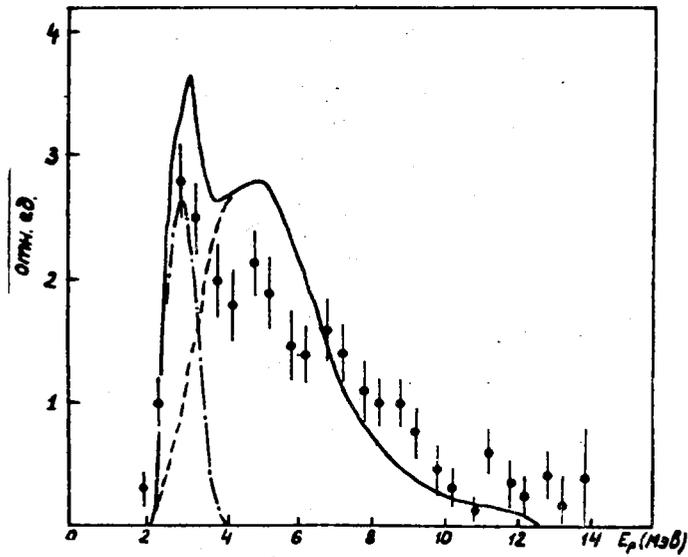


Рис. 6. Спектр протонов; испускаемый при бомбардировке ядер никеля-60 нейтронами с начальной энергией 14,1 Мэв. Все обозначения такие же, как на рис. 5.

ОЦЕНКА ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ И СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ДЛЯ ЕСТЕСТВЕННОЙ
СМЕСИ ИЗОТОПОВ ХРОМА

В.М.Бычков, В.В.Возяков, В.Н.Мамохин, В.П.Платонов

Abstract - Аннотация

THE EVALUATION OF TOTAL AND RADIOACTIVE CAPTURE CROSS-SECTIONS FOR NATURAL CHROMIUM. Briefly description of evaluation of total and radioactive capture cross-sections for natural chromium in the energy range from 0,025 eV up to 15 MeV is given. In the evaluation data of experimental works published up to 1975 and theoretical model calculations are taken into account.

ОЦЕНКА ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ И СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ДЛЯ ЕСТЕСТВЕННОЙ СМЕСИ ИЗОТОПОВ ХРОМА. Приводится краткое описание оценки полного сечения и сечения радиационного захвата для естественной смеси изотопов хрома в области энергий от 0,025 эв до 15 Мэв. В оценке использованы данные экспериментальных работ, опубликованных по 1975 год, а также расчеты по теоретическим моделям.

В в е д е н и е

Хром является одним из компонентов стали и точное знание сечений взаимодействия нейтронов с ядрами хрома имеет большое практическое значение в реакторостроении. В настоящее время в Центре по ядерным данным имеются файлы рекомендованных нейтронных сечений хрома западногерманской библиотеки КЕДАК и Ливерморской библиотеки ENDL, причем полное описание выполненной оценки имеется лишь для оценки КЕДАК [1]. Западногерманская оценка выполнена в основном с использованием экспериментальных данных, опубликованных до 1964 года; поскольку описание оценки ENDL отсутствует, качество рекомендованных этой библиотекой сечений может быть определено лишь путем всестороннего анализа при сравнении с экспериментальными данными и данными других оценок.

Учитывая важность хрома, как одного из конструкционных материалов, а также появление в последние годы новых экспериментальных данных по нейтронным сечениям хрома, ЦЯД проводит в настоящее время оценку полного файла нейтронных сечений хрома. В этой статье представлены результаты оценки полного сечения и сечения радиационного захвата для естественной смеси изотопов хрома в интервале энергии нейтронов от тепловой до 15 Мэв. В оценке учтены все доступные данные экспериментальных работ, опубликованных до 1975 года включительно. Ссылки на источники используемых в оценке экспериментальных данных приведены в таблице 4 приложения.

Для восстановления сечений по резонансным параметрам, анализа, интерполяции и экстраполяции сечений применялись R -матричная и статистическая теории ядерных реакций.

В энергетическом интервале 1-300 кэв для полного сечения рекомендован расчет по резонансным параметрам в рамках многоуровневого R -матричного формализма. В расчете учтены резонансы изотопов ^{50}Cr , ^{52}Cr и ^{53}Cr . Для сечения захвата в этой области рекомендованы результаты расчета по резонансным параметрам с добавлением при $E > 30$ кэв среднего вклада P , α и f -волн, рассчитанного по статистической теории.

Цифровые данные по рекомендованным сечениям записаны на магнитную ленту и могут быть запрошены в Центре по ядерным данным. При $E < 1$ кэв описание сечений по R -матричной теории затруднено из-за отсутствия данных по параметрам отрицательных уровней на изотопах хрома. Поэтому в этой области энергии были использованы экспериментальные данные по сечению когерентного и некогерентного рассеяния и сечения захвата в тепловой точке. При $E > 300$ кэв полное сечение получено на основе имеющихся данных по измерению пропускания. Сечение захвата в области (0,3-1) Мэв оценено на основе анализа экспериментальной информации с привлечением статистической модели, так как при $E > 1$ Мэв экспериментальные данные по сечению (n , γ) отсутствуют, в этой области энергии использованы расчеты по теоретическим моделям, описывающим равновесный, полудрямой и прямой процессы.

1. Введение, С.СФ. в. - 1 кав

В этой области полное сечение получено как сумма сечений неупругого и упругого рассеяния ($\bar{\sigma}_s = \sigma_{som} + \sigma_{inc}$) на естественной смеси изотопов и сечении радиационного захвата:

$$\sigma_{tot}(E) = \bar{\sigma}_s + \sigma_{n\gamma}(E)$$

Полное сечение рассеяния $\bar{\sigma}_s$ постоянно в этой области энергии, а сечение $\sigma_{n\gamma}(E)$ подчиняется закону $1/\sqrt{E}$, что подтверждается данными работы К-64. На основании экспериментальной информации по тепловым сечениям из компиляции [2] рекомендованы следующие сечения в тепловой точке

$$\sigma_{n\gamma} = 3,2 \pm 0,2 \text{ барн,}$$

$$\bar{\sigma}_s = 3,9 \pm 0,2 \text{ барн,}$$

$$\sigma_{tot} = 7,1 \pm 0,2 \text{ барн}$$

II. Полное сечение в резонансной области, У.С. в. - 1 кав

В библиотеке КЕБЛАК в области энергий от 3 до 410 кэВ рекомендовано полное сечение, полученное в измерениях Хибдона на естественном хроме [Н-57]. Оценка Ливерморской библиотеки практически совпадает в этой области с оценкой КЕБЛАК.

В данной работе оценка резонансных сечений произведена с использованием расчетов по резонансным параметрам согласно методике, описанной в работе [3]. В расчете по R -матричной теории учитывались резонансы изотопов ^{54}Cr , ^{52}Cr и ^{50}Cr . Рекомендованные резонансные параметры получены на основе данных из экспериментальных работ [St-71], [Sp-72], [J-71], [M-71], [G-66], [B-61] и [B-62] и приводятся в таблице 1. Матрица столкновений в используемом формализме имела следующий вид

$$U_{\nu} = e^{2i\varphi^{\nu}} \cdot \frac{1 + iR_{\nu}^{\nu}}{1 - iR_{\nu}^{\nu}}$$

где

$$R_{\nu}^{\nu} = \frac{1}{2} \cdot \sum_{\lambda(\nu)} \frac{\Gamma_{\lambda n}^{\nu} \Gamma_{\lambda \gamma}^{\nu}}{E_{\lambda\nu} - E - i(\Gamma_{\lambda n}^{\nu} + \Gamma_{\lambda \gamma}^{\nu})/2} + R_o^{\nu}(E)$$

Здесь φ^{ν} - фаза потенциального рассеяния, σ - спин резонанса компаунд-ядра.

$E_{\lambda\nu}$ - энергия резонанса, $\Gamma_{\lambda n}^{\nu}$ и $\Gamma_{\lambda \gamma}^{\nu}$ - нейтронная и радиационная ширины уровней составного ядра. Суммирование ведется по всем резонансам $\lambda(\nu)$, принадлежащим к одной системе уровней ν . Член $R_o^{\nu}(E)$ учитывает вклад резонансов, расположенных вне рассматриваемой области

$$R_o^{\nu} = A^{\nu} + B^{\nu} (E - E_1/2),$$

Расчетная кривая сравнивалась с детальным ходом полного сечения, измеренным в работах Хибдона [Н-57], Котэ [С-58] и Уоллена [W-66]. На рис. 1-3 показаны графики полного сечения на хроме в области энергий от 1 до 300 кэВ. Сплошной кривой обозначен расчет по многоуровневой формуле с использованием рекомендованных резонансных параметров и параметров R , A^{ν} , B^{ν} из таблицы 2, точками нанесены экспериментальные данные. В рассматриваемой области только данные Хибдона перекрывают весь диапазон энергии, результаты Котэ имеются лишь в интервале 1-20 кэВ, а данные Уоллена - от 100 кэВ и выше. Из графиков видно, что данные Хибдона систематически ниже данных Котэ и Уоллена, причем наибольшее различие наблюдается в пиках резонансов. Расчетная кривая также проходит выше результатов измерений Хибдона. Так как теоретическое значение сечения в пике резонанса зависит лишь от резонансной энергии и спина резонанса, и поскольку резонансные энергии известны с хорошей точностью, а спины рассматриваемых σ -резонансов также определены с большой степенью достоверности, то расчету было отдано предпочтение перед экспериментальными данными.

В целом, рекомендованное нами полное сечение хрома в резонансной области выше приведенных оценок, основанных на измерениях Хибдона.

Полное сечение в области 0,3 - 15 Мэв

В этой области энергий оценка КЕДАК выполнена на основе экспериментальных данных [H-57], [Ca-60], [F-65], [Ca-63], [Sm-64], [B-62]. В данной работе наряду с перечисленными выше данными были рассмотрены результаты измерений полного сечения, выполненные с высоким разрешением в работах Уоллена [W-66], Сирьякса [S-68] и Грина [Gr-73].

Данные Сирьякса имеют наилучшее энергетическое разрешение и покрывают широкий интервал энергий от 0,5 до 20 Мэв.

На рис. 4 приведено сравнение результатов измерения Сирьякса с оценкой КЕДАК в области энергий от 0,5 до 15 Мэв. Из рисунка видно, что по абсолютному значению данные Сирьякса хорошо согласуются с оценкой КЕДАК во всем рассматриваемом диапазоне энергий. Сравнение данных Сирьякса и Грина в интервале 1-4 Мэв приводится на рис. 5. В этом случае также наблюдается хорошее согласие в абсолютных значениях полного сечения. В интервале 0,3-0,5 Мэв мы имеем более сложную ситуацию (рис. 6). Кривая, проведенная по рекомендованным в библиотеке КЕДАК точкам, в целом лежит ниже данных Уоллена, кроме того наблюдается систематический сдвиг в резонансных пиках и провалах. Однако данные Уоллена хорошо согласуются с данными Сирьякса и с оценкой КЕДАК в интервале 0,5-0,6 Мэв. Кроме того, как отмечалось при анализе сечений в резонансной области, данные Уоллена лучше описывают теоретические значения полного сечения в пиках резонансов по сравнению с данными Хибдона, которые положены в основу рекомендации КЕДАК в области (0,3-0,4) Мэв. Поэтому в основу нашей оценки в интервале энергий 0,3-0,5 Мэв положены данные Уоллена, в области от 0,5 до 15 Мэв рекомендованная кривая проведена по данным Сирьякса. Среднеквадратичная ошибка рекомендованной кривой, оцененная из статистической ошибки измерений и разброса в экспериментальных данных составляет: в интервале 0,3-0,5 Мэв - 10%, в интервале 0,5-7 Мэв - 5% и в интервале 7-15 Мэв - 3%.

Сечение захвата в области энергий 1 кэв - 15 Мэв

Сечение захвата по-прежнему остается наименее хорошо известной величиной для конструктивных материалов Cr , Fe , Ni . Расхождения в результатах измерений сечения захвата на хrome в ряде случаев значительно превышают приведенные авторами работ ошибки. Наиболее значительные расхождения в результатах измерений (до 1 порядка) наблюдаются вплоть до энергии 200 кэв, а в области выше 1 Мэв экспериментальные данные отсутствуют, за исключением точки 14 Мэв. На рис. 7 представлена общая ситуация с экспериментальными данными на хrome. Данные Капчигашева и др. [K-64], полученные методом времени замедления в свинце, в области энергий (20-60) кэв согласуются с результатами Белановой [Be-60,65], Гибонса и др. [Gi-61], Стависского и Шапаря [St-62], но в целом лежат много ниже результатов последних измерений Спитца и др. [Sp-68] и Штиглица и др. [St-71], выполненных с высоким разрешением. В интервале (60-200) кэв данные Штиглица согласуются с результатами измерений Риголера и др. [Ri-73], выполненных методом времени пролета, но лежат выше данных Стависского и Шапаря. В интервале (200-500) кэв согласие между результатами разных авторов улучшается, хотя остается разброс в данных в среднем до 50%. В области от 500 кэв до 1 Мэв данные Дивана [D-60] хорошо согласуются с данными Стависского и Шапаря.

В оценке КЕДАК, выполненной до появления данных Риголера, Спитца и Штиглица, рекомендованы следующие данные: от 30 эв до 10 кэв - результаты измерений Капчигашева, от 10 кэв до 1 Мэв - усредненная кривая, полученная на основе экспериментальных работ [K-64], [St-62], [D-60], [Gi-61], [Be-60], выше 1 Мэв для $\sigma_{\gamma}(E)$ принят закон $1/E$ со значением $\sigma_{\gamma}(E=10\text{Мэв}) = 1$ мбарн. Анализ эксперимента не дает серьезных оснований для исключения данных тех или иных авторов, хотя данные Капчигашева и др., измеренные с худшим разрешением, менее предпочтительны. Поэтому в области энергий 10 кэв - 1 Мэв был проведен теоретический анализ сечений захвата в рамках статистической модели Теллея-Вейденмюллера [4,5]. В расчете были использованы коэффициенты проницаемости оптической модели с параметрами потенциала, найденными в работе [6]. Средние значения резонансных

параметров $\langle \Gamma_j \rangle$ и $\langle D_0 \rangle$ для s - нейтронной волны были получены из резонансных данных. Средние характеристики p -волны известны намного хуже, а радиационные ширины для более высоких моментов вообще не наблюдаются на эксперименте. Поэтому $\langle \Gamma_j \rangle$ для $\ell > 1$ приближались равными $\langle \Gamma_j \rangle$ для $\ell = 1$, при этом проводилась корректировка этой величины из подгонки расчета к экспериментальным данным в области выше 500 кэВ, где основной вклад в сечение захвата дают P - и d - волны, а расхождения в экспериментальных данных уменьшаются. Окончательные значения этих параметров приведены в таблице 3. Расчет по статистической теории проводился для изотопов $Cr-52$ и $Cr-53$; при энергиях падающего нейтрона до 4 МэВ учитывалась конкуренция неупругого рассеяния нейтронов на дискретных уровнях остаточного ядра, выше 4 МэВ средняя плотность уровней остаточного ядра учитывалась по модели Ферми-газа. Для учета прямого и полупрямого захвата были использованы результаты расчетов работы [7] для железа, так как вклад указанных процессов слабо меняется от ядра к ядру.

Результаты расчетов показаны на рис. 7 пунктирной линией. Как видно из рисунка, расчетная кривая в среднем хорошо согласуется с экспериментальными данными Спитца и др., Штиглица и др., Риголера и др. и Дивена во всей области от 10 кэВ до 1 МэВ. Для того чтобы учесть резонансный характер сечения захвата в интервале энергий (1-300) кэВ была проделана следующая процедура: к сечению захвата для s - волны, вычисленному в рамках R - матричной теории по резонансным параметрам, приведенным в таблице 1, были прибавлены средние парциальные сечения захвата для P - и d - волн, вычисленные по статистической теории с параметрами из таблицы 3. Сравнение полученной в результате этой процедуры кривой с детальным ходом сечения захвата, измеренным в работах Спитца [Sp-68] и Риголера [Ri-73] показано на рис. 8 и 9. Из рисунков видно, что детальная структура сечения в эксперименте Спитца полностью не разрешена, в то время как качественное согласие расчетной кривой с данными Риголера указывает на достаточно высокое энергетическое разрешение в его измерениях.

В качестве рекомендованного сечения в области от 1 до 300 кэВ нами взята расчетная кривая, показанная на рис. 6 и 7. При энергиях выше 300 кэВ рекомендован расчет по статистической теории (кривая на рис. 5). Таким образом, рекомендованное в данной работе сечение захвата в резонансной области выше прежних оценок, основанных на данных по измерениям сечения радиационного захвата методом времени замедления в свинце.

В опубликованной недавно работе Абрамсона и др. [8] выполнена оценка сечения радиационного захвата на естественной смеси изотопов хрома в области энергий до 600 кэВ. Оценка проведена на основе экспериментальных данных по измерению сечения σ_{ny} на хrome. Кроме работ, указанных в таблице 4, в ней использованы результаты измерений Риголера и др. в области энергий от 15 до 65 кэВ [9] и Спенсера и др. в интервале (6,5-198,9) кэВ [10], которых не было в нашем распоряжении. Данные Спенсера и Риголера в области от 15 до 90 кэВ ниже результатов Штиглица. При более высоких энергиях все три измерения согласуются между собой. В оценке Абрамсона в интервале (15-90) кэВ взяты средние значения сечений по данным Спенсера и Риголера. При энергиях 90-200 кэВ взяты средние значения по измерениям Штиглица, Спенсера и Риголера, и при энергиях выше 200 кэВ рекомендованы данные Риголера. Сравнение среднегрупповых сечений, приведенных в работе Абрамсона [8] с данными нашей оценки показывает, что несмотря на разные подходы к получению рекомендованных сечений, конечные результаты этих работ находятся в разумном согласии.

Л и т е р а т у р а

1. Schmidt I.I. KFK-120, 1966.
2. Hughes D.I. and Schwartz R.B. BNL-325, 1958.
Goldberg M.D. et al. BNL-325, Second Edition, Suppl. No.2, 1966.
Mughabghab S.F. and Garber D.I. BNL-325, Third Edition, Volume 1, 1973.
3. Бычков В.М., Платонов В.П., Сеница В.З. Применение R - матричного формализма в оценке резонансных сечений ядер среднего атомного веса. Доклад на 3-ей Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975.
4. Terel I.W., Hoffman H.M., Weidenmüller H.A. Phys.Lett. 1974, 49B, 1,
5. Бычков В.М., Шорин В.С. Вопросы атомной науки и техники. Серия: "Ядерные константы" Атомиздат, 1975, в.20, ч.1, с.29.
6. Бычков В.М., Манохин В.Н., Проняев В.Г. и др. Анализ нейтронных сечений изотопов никеля и хрома в быстрой области энергий. Доклад на 3-ей Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975.

7. Бычков В.М., Возяков В.В., Довбенко А.Г. и др. Вопросы атомной науки и техники. Серия: "Ядерные константы". Атомиздат, 1975, в.19, с.110.
8. Abramson D., Bluet I.C., Farden P. Nuclear Cross Sections and Technology. Proceedings of a Conference. Washington, 1975, v.1, p.367.
9. C. LeRigoleur, Arnaud A. Nuclear Cross Sections and Technology. Proceedings of a Conference. Washington, 1975, v.2, p.953.
10. Spencer R.R., Beer H. KFK-2046, 1973.

Резонансные параметры Cr

Таблица I

$^{50}\text{Cr}(4,35\%); I^{\pi} = 0^{+}$

$^{52}\text{Cr}(83,79\%); I^{\pi} = 0^{+}$

$^{53}\text{Cr}(9,5\%); I^{\pi} = 3/2^{-}$

| № п/п | E_0 , кэВ | Γ_n , эВ | Γ_{γ} , эВ | l | I^{π} | И з о т о п |
|-------|-------------|-----------------|------------------------|---|-----------|-------------|
| 1 | 1,626 | 0,088 | 0,89 | 1 | $1/2^{-}$ | 52 |
| 2 | 4,185 | 1520 | 3,23 | 0 | 1^{-} | 53 |
| 3 | 5,64 | 1665 | 3,10 | 0 | $1/2^{+}$ | 50 |
| 4 | 5,67 | 220 | 1,33 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 5 | 5,74 | 1200 | 5,28 | 0 | 1^{-} | 53 |
| 6 | 8,18 | 1030 | 3,25 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 7 | 19,53 | 130 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 8 | 22,92 | 1,09 | 1,11 | 1 | $1/2^{-}$ | 52 |
| 9 | 25,64 | 220 | 0,61 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 10 | 26,95 | 700 | 1,57 | 0 | 1^{-} | 53 |
| 11 | 27,6 | 0,95 | 0,89 | 1 | $1/2^{-}$ | 52 |
| 12 | 28,43 | 415 | 0,57 | 0 | $1/2^{+}$ | 50 |
| 13 | 29,23 | 330 | 1,21 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 14 | 31,62 | 3,95 | 0,34 | 1 | $1/2^{-}$ | 52 |
| 15 | 33,9 | 0,55 | 0,89 | 1 | $1/2^{-}$ | 52 |
| 16 | 34,3 | 0,37 | 0,89 | 1 | $1/2^{-}$ | 52 |
| 17 | 37,3 | 2250 | 2,5 | 0 | $1/2^{+}$ | 50 |
| 18 | 50,19 | 1710 | 1,16 | 0 | $1/2^{+}$ | 52 |
| 19 | 54,99 | 281 | 0,88 | 0 | $1/2^{+}$ | 50 |
| 20 | 57,6 | 5,3 | 0,4 | 1 | $3/2^{-}$ | 52 |
| 21 | 65,7 | 4500 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 22 | 73,1 | 1050 | 2,3 | 0 | 1^{-} | 53 |
| 23 | 74,06 | 1200 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 24 | 79,2 | 0,66 | 0,89 | 1 | $1/2^{-}$ | 52 |
| 25 | 87,2 | 7,8 | 2,3 | 0 | 1^{-} | 53 |
| 26 | 94,5 | 600 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 27 | 96,2 | 6400 | 4,8 | 0 | $1/2^{+}$ | 52 |
| 28 | 99,7 | 400 | 2,3 | 0 | 1^{-} | 53 |
| 29 | 106,4 | 30 | 0,43 | 1 | $3/2^{-}$ | 52 |
| 30 | 107,4 | 1500 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 31 | 111,6 | 30 | 0,32 | 1 | $3/2^{-}$ | 52 |
| 32 | 118,0 | 30 | 2,77 | 0 | $1/2^{+}$ | 52 |
| 33 | 121,4 | 610 | 2,77 | 0 | $1/2^{+}$ | 52 |
| 34 | 123,6 | 4000 | 2,3 | 0 | 1^{-} | 53 |
| 35 | 124,5 | 500 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 36 | 127,6 | 400 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 37 | 129,5 | 200 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 38 | 130,1 | 110 | 0,7 | 1 | $3/2^{-}$ | 52 |
| 39 | 135,0 | 24000 | 2,3 | 0 | 1^{-} | 53 |
| 40 | 139,7 | 5400 | 2,07 | 0 | $1/2^{+}$ | 52 |
| 41 | 141,3 | 700 | 2,77 | 0 | $1/2^{+}$ | 52 |
| 42 | 145,9 | 600 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 43 | 157,8 | 900 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 44 | 159,0 | 2000 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 45 | 172,7 | 1200 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 46 | 175,7 | 4000 | 2,3 | 0 | 1^{-} | 53 |
| 47 | 183,0 | 3500 | 2,3 | 0 | 1^{-} | 53 |
| 48 | 186,0 | 500 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 49 | 195,7 | 600 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |
| 50 | 201,7 | 550 | 2,3 | 0 | 2^{-} | 53 |

Таблица 4

| Обозначение | Авторы | Ссылка | Измеренная величина | Изотоп | Область энергии |
|-------------|--|---|--|---|-------------------------|
| H-57 | C.T.Hibdon | Phys.Rev. <u>101</u> , 414, 1957 | $\sigma_{tot}(E)$ | Cr | 2 - 408 keV |
| Co-58 | R.E.Cole, L.M.Bollingsa, I.M.Lablanс | Phys.Rev. <u>111</u> , 288, 1958 | $\sigma_{tot}(E)$ | Cr | 3 - 9 keV |
| W-66 | Whalen, Meadows | Wash. 1068, 9, 1966 | $\sigma_{tot}(E)$ | Cr | 0,1-0,65 MeV |
| Cr-73 | W.Green, I.A.Mitchell | Conf. Knoxvill, v.1, 325, 1971 | $\sigma_{tot}(E)$ | Cr | 1,001-8,696 MeV |
| J-68 | S.Cierjaks | KPK-1000, 1968 | $\sigma_{tot}(E)$ | Cr | 0,5-20 MeV |
| Cox-60 | S.A.Cox | ANL-6784, 1960 | $\sigma_{tot}(E)$ | Cr | 0,7-1,1 MeV |
| F-65 | D.G.Foster, D.W.Glasgow | Wash-1053, 36, 1965 | $\sigma_{tot}(E)$ | Cr | 2,4-15 MeV |
| Ca-67 | I.Cabe, M.Laurat, P.Yvon | EANDC(E)-49"L", 70, 1963 | $\sigma_{tot}(E)$ | Cr | 0,5-1,2 MeV |
| Sm-64 | A.B.Smith, P.T.Günther | EANDC(US)-62, 1964 | $\sigma_{tot}(E)$ | Cr | 0,3-1,5 MeV |
| K-64 | G.П.Капчиашев, Ю.Л.Пенюв | "Атомная энергия", <u>16</u> , 256, 1964 | $\sigma_{n\gamma}(E)$ | Cr, ⁵⁰ Cr, ⁵² Cr, ⁵³ Cr | 20 eV-50 keV |
| Bt-71 | R.G.Stieglitz, R.W.Hocken- bury and R.C.Block | Nucl. Phys. A <u>163</u> , 592, 1971 | $\bar{\sigma}_{n\gamma}(E)$, резонанс- ные параметры | ⁵⁰ Cr, ⁵² Cr, ⁵³ Cr | 5 - 300 keV |
| Sp-72 | R.R.Spencer, H.Beer, F.H. Frohner | KPK-1517, Karlsruhe, 1972 | резонансные параметры | ⁵⁰ Cr, ⁵² Cr | 10 - 300 keV |
| G-61 | F.G.Bilpuch, K.K.Seth, C.D.Bowman et al. | Ann. of Phys. <u>14</u> , 387, 1961 | резонансные параметры | ⁵⁰ Cr, ⁵² Cr, ⁵⁴ Cr | 1 - 200 keV |
| B-62 | C.D.Bowman, E.G.Bilpuch, H.W.Newson | Ann. of Phys. <u>17</u> , 319, 1962 | резонансные пара- метры $\sigma_{tot}(E)$ | ⁵² Cr | 130-400 keV |
| J-71 | H.E.Jackson, E.N.Strait | Phys.Rev., /C, <u>4</u> , 1314, 1971 | резонансные параметры | ⁵³ Cr | 50-360 keV |
| M-71 | K.N.Müller, G.Rohr | Nucl. Phys. A <u>164</u> , 97, 1971 | σ_{tot} , резонансные пара- метры | ⁵³ Cr | 17-300 keV |
| G-66 | W.M.Good, D.Paya, R.Wagner et al. | Phys.Rev. <u>151</u> , 912, 1966 | резонансные параметры | ⁵³ Cr | 3-60 keV |
| Ст-62 | Ю.Я.Стависский, А.В.Шапарь | "Атомная энергия", <u>12</u> , 514, 1962 | $\sigma_{n\gamma}(E)$ | Cr | 36 кэВ - 920 кэВ |
| Di-60 | B.C.Diven, J.Terrell, A.Hemendinger | Phys.Rev., <u>120</u> , 556, 1960 | $\sigma_{n\gamma}(E)$ | Cr | 175-1000 keV |
| G1-61 | J.H.Gibbons et al. | Phys.Rev., <u>122</u> , 182, 1961 | $\sigma_{n\gamma}(E)$ | Cr | 30 keV, 65 keV, 167 keV |
| Be-65 | T.C.Беланова и др. | "Атомная энергия", <u>19</u> , 3, 1965 | $\sigma_{n\gamma}(E)$ | Cr | 24 keV |
| Be-60 | T.C.Беланова | "Атомная энергия", <u>8</u> , 549, 1960 | $\sigma_{n\gamma}(E)$ | Cr | 24 keV |
| R1-73 | C.LeRigobur et al. | CEA-N-1661, 1973 KPK-20406, 1973 | $\sigma_{n\gamma}(E)$ | Cr | 70 keV - 550 keV |
| Sp-68 | L.M.Spitz, E.Barnard, F.D.Brooks | Nucl. Phys. A <u>121</u> , 655, 1968 | $\sigma_{n\gamma}(E)$, средние ре- зонансные параметры | Cr | 8 keV - 90 keV |
| Cv-69 | F.Cvelbar, A.Hudoklin, M.Michailovich et al. | Nucl. Phys. A <u>130</u> , 401, 1969 | | Cr | 14,1 MeV |

Продолжение таблицы 1

| № п/п | E_0 , кэВ | Γ_n , эВ | Γ_γ , эВ | l | I^{π} | И з о т о п |
|----------|-------------|-----------------|----------------------|---|------------------|-------------|
| 51 | 201,5 | 65 | 0,45 | 1 | 3/2 ⁻ | 52 |
| 52 | 221,6 | 4200 | 2,3 | 0 | 2 ⁻ | 53 |
| 53 | 224,0 | 100 | 0,45 | 1 | 1/2 ⁻ | 52 |
| 54 | 227,5 | 300 | 2,3 | 0 | 2 ⁻ | 53 |
| 55 | 234,0 | 300 | 0,45 | 1 | 1/2 ⁻ | 52 |
| 56 | 239,0 | 3000 | 2,3 | 0 | 2 ⁻ | 53 |
| 57 | 239,4 | 1000 | 2,77 | 0 | 1/2 ⁺ | 52 |
| 58 | 242,6 | 220 | 0,45 | 1 | 1/2 ⁻ | 52 |
| 59 | 244,5 | 4000 | 2,3 | 0 | 1 ⁻ | 53 |
| 60 | 246 | 500 | 2,3 | 0 | 2 ⁻ | 53 |
| 61 | 246,3 | 1010 | 0,45 | 1 | 1/2 ⁻ | 52 |
| 62 | 249,3 | 550 | 2,77 | 0 | 1/2 ⁺ | 52 |
| 63 | 252,0 | 405 | 0,45 | 1 | 3/2 ⁻ | 52 |
| 64 | 256,7 | 310 | 0,45 | 1 | 1/2 ⁻ | 52 |
| 65 | 285,4 | 620 | 2,77 | 0 | 1/2 ⁺ | 52 |
| 66 | 331,0 | 6700 | 2,77 | 0 | 1/2 ⁺ | 52 |

Таблица 2

| И з о т о п | l | R, ферми | $\Delta^{\nu} \kappa$ | B^{ν} , эВ ⁻¹ | $E_{1/2}$, эВ |
|------------------|---|----------|-----------------------|------------------------------|----------------|
| ⁵⁰ Cr | 0 | 5,4 | 0 | 0 | - |
| ⁵² Cr | 0 | 5,7 | 0,15 | $0,1 \cdot 10^{-5}$ | 150000 |
| | 1 | 5,7 | 0 | 0 | - |
| ⁵³ Cr | 0 | 6,5 | 0,1 | $0,7 \cdot 10^{-5}$ | 150000 |

в В таблице использованы те же обозначения, что и в работе [2].

Таблица 3

Средние резонансные параметры Cr

| И з о т о п | B_0 | $\langle \Gamma_\gamma \rangle$, l=0 | $\langle \Gamma_\gamma \rangle$, l>1 |
|------------------|----------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| ⁵² Cr | 37,6 кэВ | 2,77 эВ | 0,45 эВ |
| ⁵³ Cr | 7,81 кэВ | 2,35 эВ | 0,45 эВ |

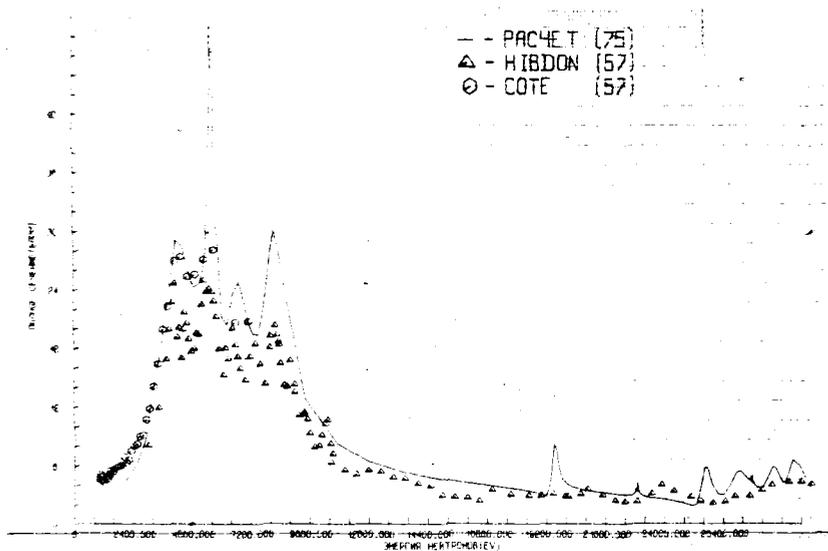


Рис. 1. Полное сечение в интервале (1 - 30) кэв.

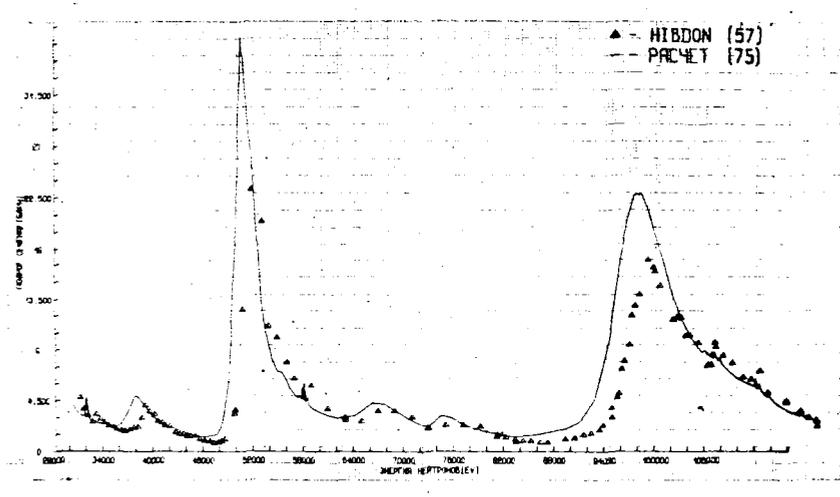


Рис. 2. Полное сечение в интервале (30-100) кэв.

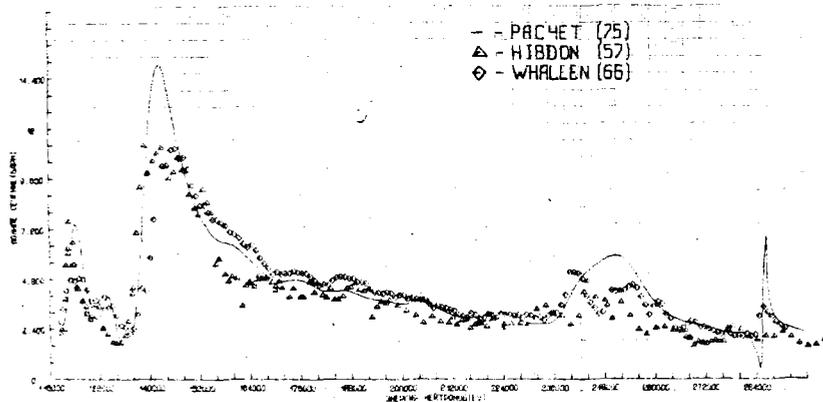


Рис. 3. Полное сечение в интервале (100-300) кэв.

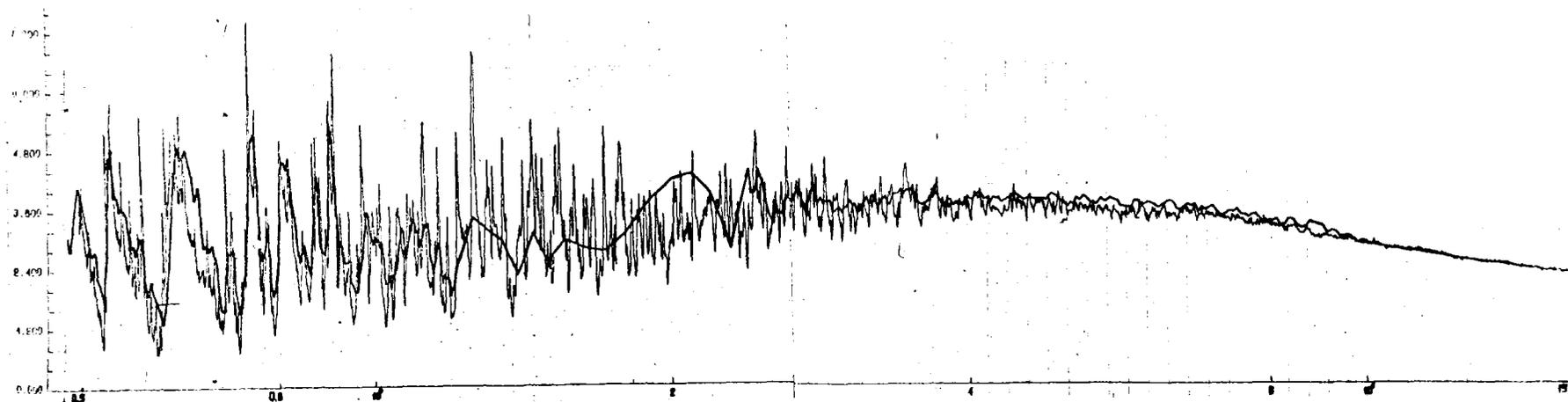


Рис. 4. Сравнение данных Сирьякса (тонкая линия) с оценкой КЕДАК в интервале (0,5-15) Мэв.

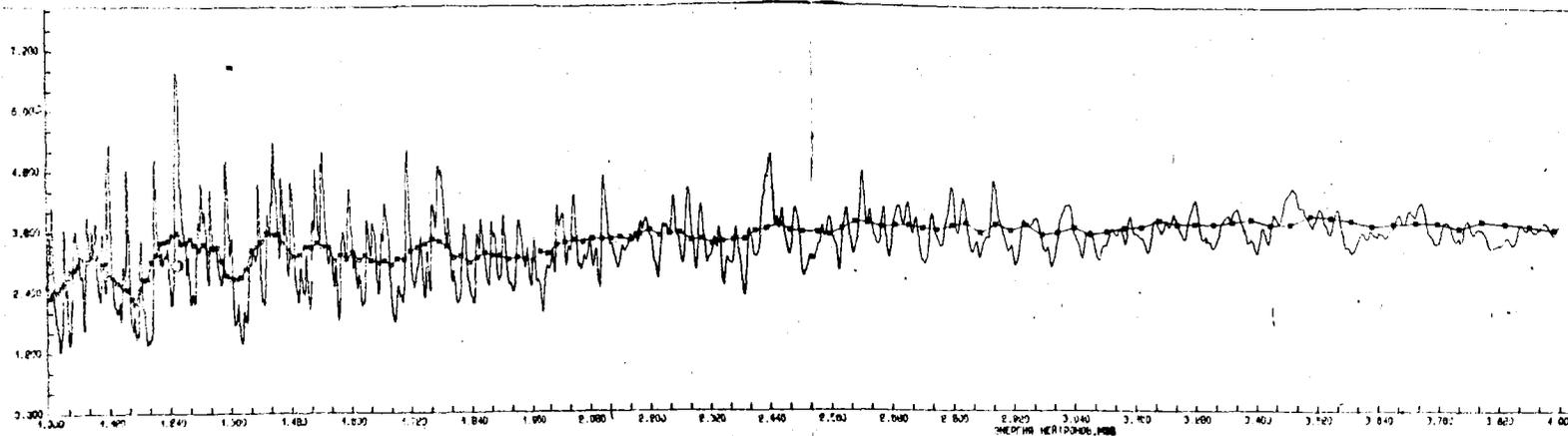


Рис. 5. Сравнение данных Сирьякса (тонкая линия) и Грина в интервале (1-4) Мэв.

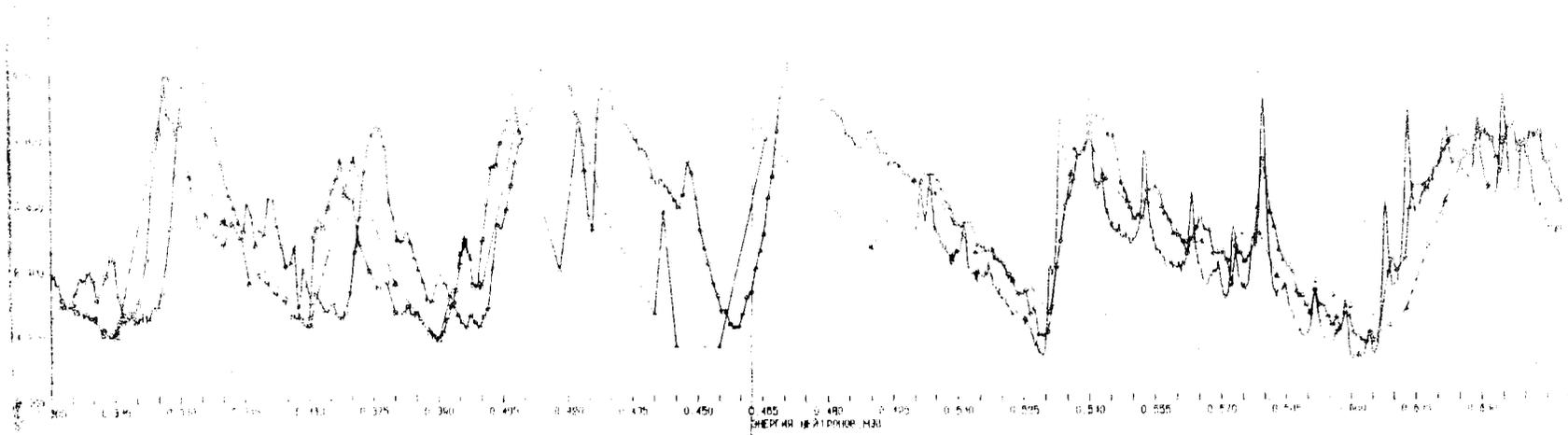


Рис. 6. Полное сечение в интервале (300-600) кэв.
 - - - данные Свирыкса, ○ - данные Хлобона,
 ▲ - оценка КЕДАК.

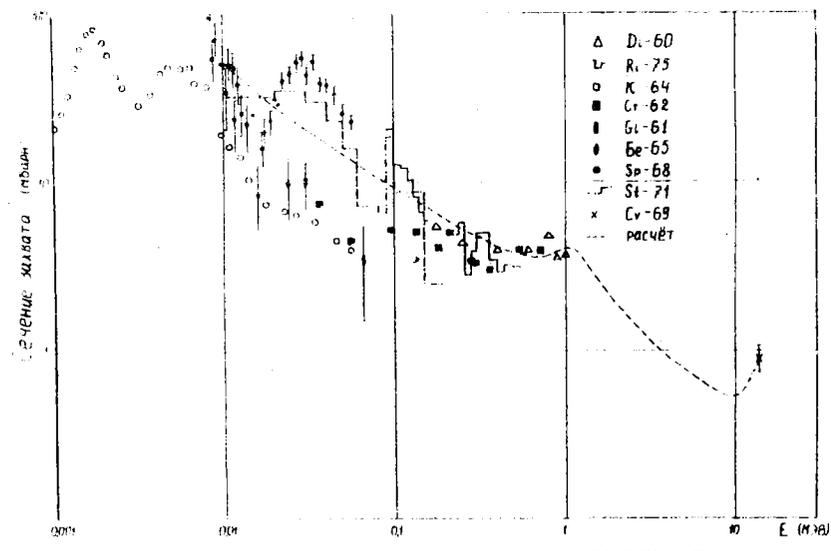


Рис. 7. Сечение радиационного захвата нейтронов на хроме в интервале I кэв - 15 Мэв.

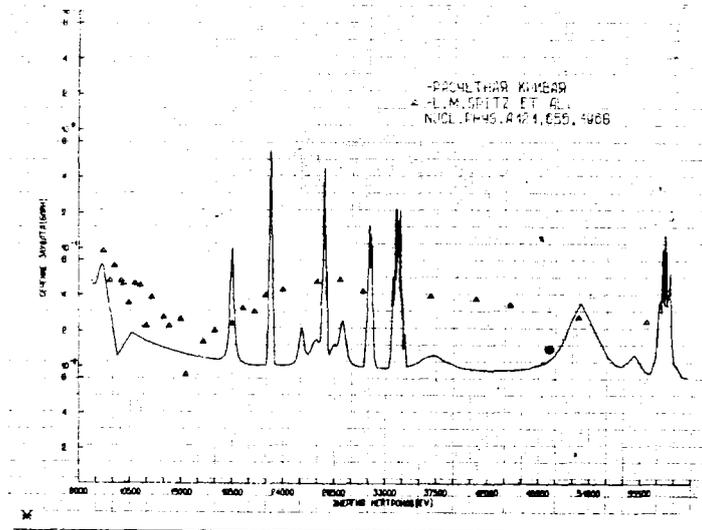


Рис. 8. Сравнение расчетного сечения захвата с данными Спитца.

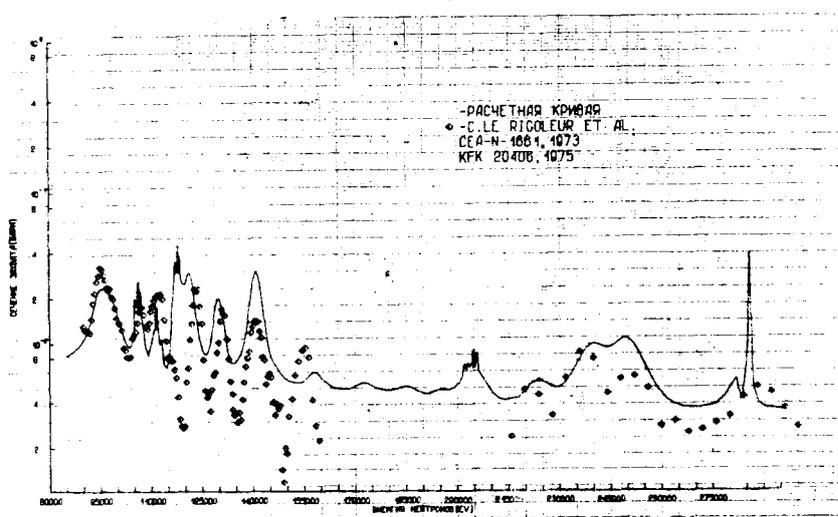


Рис. 9. Сравнение расчетного сечения захвата с данными Риголера.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ПЛУТОНИЯ-238, АМЕРИЦИЯ-243
И КЮРИЯ-244

Л.П.Абагян, А.Г.Довбенко, С.М.Сахарова, В.Ф.Капустына, Ж.А.Корчагина,
М.Н.Николаев, Л.В.Петрова

Abstract - АННОТАЦИЯ

EVALUATION OF THE FISSION AND CAPTURE CROSS-SECTIONS FOR ^{239}Pu , ^{243}Am and ^{244}Cm . The evaluation of an energy dependence of fission and capture cross-sections for ^{239}Pu , ^{243}Am , ^{244}Cm have been made. The 26- and 21-group cross-sections for reactor and shielding calculations are constructed from the energy dependence obtained. The evaluation results are given in a SOKRATOR-library format.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ПЛУТОНИЯ-238, АМЕРИЦИЯ-243 И КЮРИЯ-244. В работе проведена оценка энергетической зависимости сечений деления и поглощения для плутония-238, амерция-243 и кюрия-244. На основании полученной зависимости построены 26- и 21-групповые сечения, предназначенные для расчета реакторов и защиты. Результаты оценки представлены в формате библиотеки СОКРАТОР.

В в е д е н и е

Накопление ^{238}Pu , ^{243}Am и ^{244}Am в топливных элементах быстрых энергетических реакторов представляет интерес как с точки зрения производства этих ценных радиоизотопов (^{243}Am и ^{244}Am являются стартовыми элементами для производства ^{252}Cf), так и в связи с тем, что нейтронная активность облученного плутониевого топлива быстрых реакторов, возникающая вследствие спонтанного деления ^{244}Cm и (α, n) реакции на кислороде окисного топлива во многом определяет радиационную обстановку при транспортировке и химпереработке этого топлива.

Отмеченные обстоятельства потребовали оценки групповых сечений указанных изотопов с учетом появившейся в последние годы новой экспериментальной информации. Описанию этой оценки и изложению ее результатов и посвящена настоящая работа. Следует отметить, что большинство использованных при оценке экспериментальных данных являются предварительными.

В работе приводятся групповые сечения (26 групп [1] и 21 группа [2]) поглощения и деления для ^{238}Pu , ^{243}Am и ^{244}Cm . Групповые константы получены усреднением энергетической зависимости сечений, построенной в области энергий от тепловой до 10,5 Мэв на основании экспериментальных данных, опубликованных до 1973 года и теоретических оценок. Полученные результаты представлены в формате библиотеки СОКРАТОР [10].

Следует отметить, что кроме обычных ссылок из списка литературы в работе имеются ссылки (типа [1 Р 10], [3 Т 5], [4 Э 2]) на экспериментальные работы:

- а) по определению резонансных параметров (Р),
- б) по измерению тепловых сечений и резонансных интегралов (Т),
- с) по измерению энергетической зависимости сечений (Э).

Сведения об этих работах приводятся в справочно-библиографических таблицах, содержащих краткое описание методик измерения. Первая цифра в ссылке означает номер таблицы, далее следует соответствующий индекс (Р, Т или Э) и номер работы в данной таблице. Например, [1Р12] означает 12-ую работу в таблице 1, которая содержит описание экспериментов, позволяющих определить параметры резонансов.

Энергетическая зависимость сечений

В области разрешенных резонансов детальный ход сечений строился на основании экспериментальных данных по параметрам резонансных уровней. Расчет проводился на ЭВМ по программе "URAN" [3], в которой используется формула Брайта-Вигнера для изолированного уровня с учетом доплеровского уширения резонансных линий, интерференции между потенциальным и резонансным рассеянием и приближенным учетом межрезонансной интерференции. Рассчитанные сечения сравнивались затем с имеющимися в нашем распоряжении экспериментальными данными по тепловым

сечениями, энергетической зависимости сечений, резонансными интегралам захвата κ , при необходимости, соответствующим образом корректировались. Предварительно проводилась оценка экспериментальных данных и выбирались наиболее достоверные, по нашему мнению, результаты.

В области неразрешенных резонансов при построении энергетической зависимости сечений мы опирались на экспериментальные данные по непосредственному измерению сечений деления и захвата.

Если такая информация отсутствовала, то сечение рассчитывалось на основании статистической теории.

Расчет проводился на ЭМ по программе, в которой используется формула статистической теории Хаузера-Фешбаха с проницаемостями ядерной поверхности из оптической модели и формулой для плотности уровней из модели ферми-газа. Методика расчета подробно описана в работе [4]. Параметры оптического потенциала типа Вудса-Саксона

$$V_c(z) = - \frac{V_0 (1 + i \xi)}{1 + \exp\left(\frac{z-R}{a}\right)}$$

$$(V_0 = 4,5 \text{ Мэв}; \quad a = 0,5 \text{ ферми}; \quad \xi = 0,1; \quad R = 8,4 \text{ ферми})$$

приняты в соответствии с результатами расчетов полного сечения, выполненными Колесовым и др. в широком диапазоне энергий и массовых чисел [5]. Расчет сечения захвата проведен только до энергии ~ 500 кэв, где известны характеристики уровней неупругого рассеяния.

В области выше 200 кэв относительный ход сечения захвата всех рассматриваемых изотопов принят таким, как у урана-238 [6] с учетом того, что у них отличаются пороги деления.

Р_н - 238

Параметры нейтронных резонансов плутония-238 содержатся в работах, описанных в справочно-библиографической таблице 2. Параметры получены из анализа результатов измерений пропускания [IP1], [IP2], [IP3]; сечения деления [IP4] + [IP1], сечения деления и поглощения [IP12] + [IP14]:

а) пропускание измерялось в работах Янга [IP1], [IP2], [IP3] на прерывателе быстрых нейтронов. В этих работах были определены положения резонансов и нейтронные ширины до энергии ~ 200 эв, причем в области выше 130 эв некоторые резонансы были не разрешены. При получении рекомендованных параметров учитывались лишь результаты последней публикации [IP3];

б) сечения деления до 1967 года измерялись на ускорителях. В работе Джеймса [IP4] были определены лишь верхние пределы для делительных ширин трех резонансов в области до 20 эв. При этом положения резонансов и нейтронные ширины были взяты из работы [IP3].

В измерениях Герасимова [IP5] определены в основном величины ($\sigma_n \Gamma$) в области энергий ниже 100 эв (делительные ширины определены лишь для резонансов 2,89 эв, 9,975 эв и 18,6 эв). При более высоких энергиях параметры не могли быть получены из-за недостаточного разрешения.

После 1967 года появились измерения на ядерных взрывах "Поммрад" и "Пероиммон" [IP9] + [IP14] которые благодаря хорошему разрешению позволили существенно расширить область разрешенных резонансов. Результаты, полученные на "Поммраде" содержатся лишь в работе Дрейка [IP9]. В ней приводятся предварительные данные по энергетической зависимости сечения деления и величины $\sigma_n \Gamma$ в области энергий от 50 до 400 эв.

На взрыве "Пероиммон" были измерены как сечение деления, так и сечение поглощения.

Данные по делению обрабатывались в области энергий от 500 эв [IP10], [IP11] (определялись величины Γ_D/Γ). Для получения делительных ширин в области энергий до 200 эв использовались результаты работы [IP3];

в) Сильберт и др. [IP12], [IP13], [IP14] прогнали совместную обработку сечений поглощения и деления, измеренных на взрыве "Пероиммон" (при выборе рекомендованных величин результаты Сильберта учитывались согласно данным последней публикации [IP14]). Следует отметить, что полученные в результате совместной обработки параметры резонансов несколько отличаются от тех, которые были получены из обработки только сечения деления (см. пункт б) выше).

значения рекомендованных параметров для резонансов плутония-238 приведены в таблице 1. Положения резонансов (E_0) взяты из работы [IP14], поскольку она охватывает наиболее широкую область энергий и проведена с наилучшим разрешением. Энергии резонансов из других работ в пределах ошибок согласуются с результатами [IP14].

Нейтронные ширины определялись лишь Янгом [IP3] из измерений пропускания и Сильбертом [IP14] из измерений сечений поглощения и деления. Рекомендованные нейтронные ширины получены усреднением результатов этих работ с весом обратной величины квадрата ошибки Γ_n . Для резонансов 151,1 и 192,5 эв расхождение превышало экспериментальные ошибки и для Γ_n приняты среднеарифметические значения.

Резонансам с неизвестными радиационными ширинами, как обычно, приписывалась средняя радиационная ширина $\bar{\Gamma}_r = (36 \pm 6)$ Мэв, которая была получена усреднением значений Γ_r для резонансов при 2,885 эв; 9,975 эв; 18,6 эв.

При получении рекомендованных величин для делительных шири (Γ_f) не учитывались результаты Герасимова [IP5], так как значения Γ_f , приведенные в этой работе, сильно отличаются от результатов других работ и к тому же они определены только для 3-х резонансов.

Рекомендованные величины для делительных шири представляют среднеарифметические значения Γ_f по результатам работ [IP8], [IP11], [IP14].

Отношения ($\Gamma_n^0 \Gamma_f / \Gamma$), определенные в экспериментах по делению, служили дополнительной проверкой правильности полученных рекомендованных значений для шири.

При расчете энергетического хода сечений мы считали, что все резонансы имеют $J=1/2$ и относятся к S-резонансам. Потенциальное сечение принималось равным 12 барнам.

Сечения при 0,0253 эв, рассчитанные по резонансным параметрам, без всякой корректировки достаточно хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными, которые описаны в таблице 3. Таблица содержит описание работ по измерению и оценке тепловых сечений и резонансных интегралов захвата и деления.

Расчет сечений по параметрам разрешенных резонансов проведен до энергии ~465 эв.

В области более высоких энергий при построении детального хода сечений использовались экспериментальные данные по измерениям непосредственно энергетической зависимости сечений из работ, которые описаны в таблице 4. Результаты этих экспериментов в области энергий выше 400 эв представлены на рис. 1 (сечение деления) и рис. 2 (сечение захвата). В области энергий, где сечение деления сильно флуктуирует, приводится не детальный ход, а сечение, усредненное по интервалу летаргии ~1,1.

Групповые сечения деления получены, в основном, по данным работы Сильберта и др. [4910], в которой сечение измерено в широкой области энергий и хорошо согласуется с результатами большинства работ [434] + [438]. Расхождение наблюдается лишь с результатами более ранних работ [431] и [433], причем отличается и наклон кривой $\sigma_f(E)$ в области от 0,2 Мэв ~1 Мэв и абсолютная величина сечения деления на плато.

Сечение захвата измерялось только на взрыве "Персиммон". Предварительные данные, полученные в этом эксперименте, приведены в работе [499]. Сечение захвата в области энергий от 500 до 100 кэв проведено по этим данным*.

243
95^{At} m

Параметры резонансных уровней америция-243 получены только из измерений пропускания. Краткое описание работ, содержащих параметры, приведено в таблице 5.

Энергии резонансов принимались в соответствии с данными работы [5P5], в которой измерения проведены с лучшим разрешением и в широкой области энергий. Результаты других работ не противоречат принятым E_0 .

Рекомендованные величины нейтронных и радиационных шири получены усреднением результатов работ [5P1], [5P3] и [5P5]. Если Γ_r для данного резонанса не было известно, то оно принималось равным 45 Мэв - среднеарифметическому значению по всем имеющимся радиационным ширинам. Эта величина согласуется с $\bar{\Gamma}_r$ из работы [5P5].

* Окончательные результаты этих измерений [II], опубликованные уже после завершения данной оценки, довольно сильно отличаются от предварительных данных, поэтому в области энергий выше 500 эв сечение захвата было исправлено. В качестве рекомендованной кривой принята кривая из работы [II] (см. рис. 2).

Делениями шаров при малом давлении равны нулю, статистический вес - 0,5, потенциальное расщепление равно IO Барнам.

Значения рекомендованных резонансных параметров, которые использовались для расчета сечения амерция-243, представлены в таблице 6. Резонанс при $E_0 = 0,0107$ эв, постулированный Коте [891] для описания измеренного им полного сечения в области энергий ниже 0,1 эв, в таблицу не включен. Энергетический ход сечения в области ниже 0,1 эв измерялся только в двух работах [891] и [894], причем результаты их существенно отличаются друг от друга. При выборе рекомендованных параметров мы руководствовались кривой $\sigma_{tot}(E)$ из работы [894]. Измерения σ_c при $E \sim 0,0263$ эв (см. таблицу 7) подтверждают результаты Берреса [894].

Из таблицы 7 видно, что значения сечения захвата, превышающие ~80 барн, получены в измерениях на тепловых спектрах, при этом в измеряемое сечение существенный вклад вносят низколежащие резонансы амерция-243.

Сечения по резонансным параметрам рассчитывались до энергии ~50 эв.

По сечению захвата амерция-243 экспериментальные данные отсутствуют. В области энергий выше 100 эв сечение захвата рассчитывалось по статистической теории со следующими исходными данными:

| | | |
|------------------|--------------------------|---|
| E_n | = 5,287 Мэв | - энергия связи нейтрона, |
| δ | = 0 | - энергия спаривания, |
| a | = 27,5 ¹ /Мэв | - параметр плотности уровней в модели ферми-газа, |
| $\bar{D}_{наб.}$ | = 1,4 эв | - среднее наблюдаемое расстояние между уровнями, |
| Γ_r | = 0,045 эв | - средняя радиационная ширина. |

Параметры уровней, возбуждаемых при неупругом рассеянии

| | | | | | | | | | | | |
|-------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|------------------|------------------|-------------------|
| E_k , Мэв | 0 | 42,2 | 84 | 96 | 126 | 158 | 190 | 226 | 265 | 281 | 305 |
| I_k^{π} | 5/2 ⁻ | 7/2 ⁻ | 5/2 ⁺ | 9/2 ⁻ | 7/2 ⁺ | 9/2 ⁺ | 13/2 ⁻ | 11/2 ⁺ | 3/2 ⁻ | 1/2 ⁺ | 13/2 ⁺ |

где E_k и I_k^{π} - положение, спин и четность k-го уровня ядра-мишени.

Сечение захвата, усредненное по спектру реактора БР-5 [9], получилось равным 650 мбарн, что согласуется с экспериментальной величиной (652±79) мбарн, измеренной на этом спектре Ивановым В.И. и Толстиком В.А. [8910]. Кроме того, резонансный интеграл захвата, рассчитанный из групповых констант, не противоречит экспериментальным данным (см. таблицу 7). Следует однако отметить, что экспериментальные данные по RJc имеют довольно большой разброс, который, по-видимому, обусловлен наличием у $Am-243$ сильных низкорасположенных резонансов при $E_0 = 0,983$ эв и 0,42 эв. Поэтому величина RJc очень чувствительна к граничной энергии, толщине образца и к спектру, на котором проводится измерение. Данные об условиях проведения экспериментов, результаты которых приведены в таблице 7, недостаточно подробны, чтобы влияние указанной причины расхождений можно было бы оценить количественно.

Сечение деления в области ниже 0,2 Мэв принималось равным нулю. Экспериментальные данные по $\sigma_f(E)$ в области выше 0,2 Мэв [891], [892], [894] представлены на рис. 3. Результаты измерений Батлера и Бока хорошо согласуются друг с другом, за исключением небольшого интервала энергий (1,5-1,7) Мэв. При получении групповых сечений деления в этой области энергий мы отдавали предпочтение измерениям Батлера [891]. Сечение деления, усредненное по спектру деления, получилось равным 1,02 барна. Это выше, чем экспериментальное значение (0,64 ± 0,5) барна, измеренное Фомушкиным [892], но в пределах ошибки эксперимента согласуется с ним. Следует отметить, что в работе [892] за счет неупругого рассеяния спектр несколько смягчен по сравнению со спектром деления. Так как сечение деления амерция-243 круто возрастает вблизи порога, усредненное сечение очень чувствительно к спектру.

Параметры нейтронных резонансов кария-244 содержатся в работах, описанных в таблице 9. В работах Котэ [9P1], [9P2], Берреса [9P7], [9P8] и Симпсона [9P9], [9P10] параметры были получены из измерения пропускания. Результаты согласуются в пределах экспериментальных ошибок.

В работах [9P3], [9P4], [9P5], [9P6] в качестве источника нейтронов использовался ядерный взрыв и проводились измерения сечений деления и захвата. При получении рекомендованных резонансных параметров использовались лишь результаты последней публикации [9P6].

Энергии резонансов (E_c), за исключением первых двух резонансов были приняты в соответствии с работой [9P6], поскольку в ней достигнуто наилучшее разрешение и параметры получены до $E \sim 900$ эв.

Нейтронные ширины определены путем усреднения результатов работ [9P2], [9P6], [9P8] и [9P10]. Радиационная ширина уровней с неизвестными Γ_f принималась равной $\bar{\Gamma}_f = 37$ эв.

Рекомендованные значения для делительных ширин равны среднеарифметическому значению по результатам работ [9P6] и [9P10]. Следует отметить, что в большинстве случаев Γ_f из этих работ в пределах ошибки согласуются между собой.

Сечения потенциального рассеяния принималось равным 12 барн. Значения рекомендованных резонансных параметров, сечений в максимуме резонанса и резонансные интегралы деления и захвата приведены в таблице 12.

Сечение при 0,0353 эв и резонансные интегралы, рассчитанные по этим параметрам, хорошо согласуются с экспериментальными данными (см. таблицу 10).

Расчет сечений по параметрам разрешенных резонансов проводился до энергии ~ 465 эв.

Групповые константы в области энергий выше ~ 465 эв построены, в основном, по результатам экспериментальных работ, в которых измерялась энергетическая зависимость сечений. Краткое описание этих работ содержится в таблице II.

Сечение захвата измерялось на ядерных взрывах в работах [1296], [1297] и [1298], однако результаты измерений опубликованы лишь в виде отношения $\langle \sigma_f \rangle / \langle \sigma_c \rangle$ в области энергий до 5 кэв с интервалом усреднения, равным 0,1 кэв [1297]. Поэтому энергетический ход сечения захвата орался не из эксперимента, а рассчитывался по статистической теории со следующими исходными данными:

$$\begin{aligned} V_n &= 5,696 \text{ Мэв}, & \delta &= 0,73 \text{ Мэв}, \\ a &= 2,21 / \text{Мэв}, & \bar{D} &= 10 \text{ эв}, \\ \Gamma_f &= 0,037 \text{ эв} \end{aligned}$$

Параметры уровней, возбуждаемых при неупругом рассеянии

| E_c , Мэв | 0 | 0,0429 | 0,1423 | 0,298 | 0,502 |
|--------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| Γ_f^* | 0 ⁺ | 2 ⁺ | 4 ⁺ | 6 ⁺ | 8 ⁺ |

Сечение деления в области энергии выше 10 кэв представлено на рис. 4. Из рисунка видно, что результаты Фуллвуда [1293] систематически ниже, чем результаты Мура [1298] (оба измерения выполнены на ядерных взрывах), но в пределах ошибок согласуются с результатами Бартона и Кунтца [1294], [1295].

Имеется еще интегральные измерения Фомушкина и др., выполненные на спектре деления [1292] и спектре близком к спектру деления [12910]. Сечения деления из работ Фуллвуда [1293] и Мура [1298], усредненные по этим спектрам (спектр деления обозначен индексом 1, спектр реактора-2), равны соответственно:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{f1}^{\infty} &= 1,6 \text{ барн}, & \bar{\sigma}_{f2}^{\infty} &= 1,4 \text{ барн}, & \text{и} \\ \bar{\sigma}_{f1}^n &= 2,6 \text{ барн}, & \bar{\sigma}_{f2}^n &= 2,2 \text{ барн}. \end{aligned}$$

Сравнивая полученные результаты с результатами Фомушкина $\bar{\sigma}_{f1} = 1,45 \pm 0,15$ барн и

$\bar{\sigma}_{f2} = 1,28 \pm 0,04$ барн, по-видимому, можно сказать, что сечение деления в работе [1298] завышено. Поэтому групповые константы выше 300 кэв были получены на основании измерений Фуллвуда [1293]. В области энергий от 10 кэв до 300 кэв, где данные Фуллвуда отсутствуют, групповые константы построены по данным Мура [1298], которые были уменьшены в 1,5 раза.

В интервале энергий от 465 эв до 5 кэв экспериментальный детальный ход $\sigma_f(E)$ практически отсутствует. Имеются лишь данные Фуллвуда [1233] до ~1,5 кэв, которые представляют собой сечение, усредненное в области резонансов в пределах интервалов энергий, где величина σ_f не ниже 0,1 барна. В этой области энергий групповые сечения получены на основании принятого нами детального хода $\sigma_c(E)$ и упомянутых выше экспериментальных величин $\frac{\langle \sigma_f \rangle}{\langle \sigma_c \rangle}$ из работы [1237]. В интервале энергий от 5 до 10 кэв σ_f получено путем интерполяции.

Групповые константы

Групповые константы составлены для случая бесконечного разбавления. Поэтому в работе не приводится таблица коэффициентов блокировок в 26-ти групповом разбиении [1] и не выделена резонансная часть сечений в 21-групповом разбиении [2].

26-ти и 21 групповые сечения захвата и деления приведены соответственно в таблицах I3 и I4.

Групповые сечения захвата плутония-238 отличаются от ранее опубликованных нами в работе [12], так как они получены с учетом результатов работы [11] (см. сноску на стр. 42).

Краткое описание файлов

Результаты проведенных оценок, представленные в формате библиотеки рекомендованных ядерных данных для расчета реакторов (СОКРАТОР) [10], будут включены в библиотеку неполных файлов со следующими БНФ (библиотечными номерами файлов):

1044 - плутоний-238,

1045 - америций-243,

1046 - кюрий-244.

Каждый файл состоит из четырех секций:

нулевая секция содержит заголовок файла;

первая секция содержит информацию о резонансных параметрах в области разрешенных резонансов: от 0,01 до 400 эв для плутония-238 и кюрия-244 и от 0,01 до 40 эв для америция-243;

вторая и третья секции содержат информацию о детальном ходе сечений деления и захвата соответственно в области энергий выше области разрешенных резонансов.

Л и т е р а т у р а

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, 1964.
2. Захарова С.М., Сивак Б.Н., Тошинский Г.И. Ядерно-физические константы для расчета реакторов. БИЯД, Атомиздат, 1967, приложение, в.3.
3. Абагян Л.П., Николаев М.Н., Петрова Л.В. Расчет сечений μ -238 по программе УРАН. БИЯД, Атомиздат, 1967, в.4, с.392.
4. Довбенко А.Г., Игнатюк А.В., Толстикова В.А. Расчет сечений радиационного захвата быстрых нейтронов. Препринт ФЭИ-293, Обнинск, 1971.
5. Марчук Г.И., Колесов В.Е. Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. Атомиздат, 1970.
6. Толстикова В.А. Радиационный захват быстрых нейтронов ядром μ -238 в области энергий 0,01-15 Мэв. В сб.: Ядерно-физические исследования в СССР. 1969, в.7, с.16.
7. I.R.Stehn, M.D.Goldberg et al. "Neutron Cross Sections", BNL-325, Second Edition, Suppl.2, VIII, 2-88 to 98, 1965.
8. Кривоухатский А.С., Романов Ю.Ф. Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. Атомиздат, Москва, 1970.
9. Аристархов Н.Н., Бондаренко В.В., Воропаев А.И. Физические характеристики реактора БР-5 с топливом на карбиде урана. "Вопросы физики ядерных реакторов". Обнинск, труды ФЭИ, 1968, в. 1.
10. Колесов В.Е., Николаев М.Н. Формат библиотеки рекомендованных ядерных данных для расчета реакторов. "Ядерные константы". ЦНИИАТСМИНФОРМ, Москва, 1972, в.8, ч.3, с.3.

11. Silbert M.G., Berreth J.R. Neutron Capture Cross Section of Plutonium-238: Determination of Resonance Parameters. Nucl.Sci.Eng. 1973, v.52, No.2, 187.
12. Асатян Л.П., Довбенко А.Г., Захарова С.М. и др. Оценка групповых сечений плутония-238, америция-243 и кюрия-244. Материалы 2-й всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1973. Сб.: "Нейтронная физика", ГИ ИАЭ, Обнинск, 1974, ч.1, с.246.

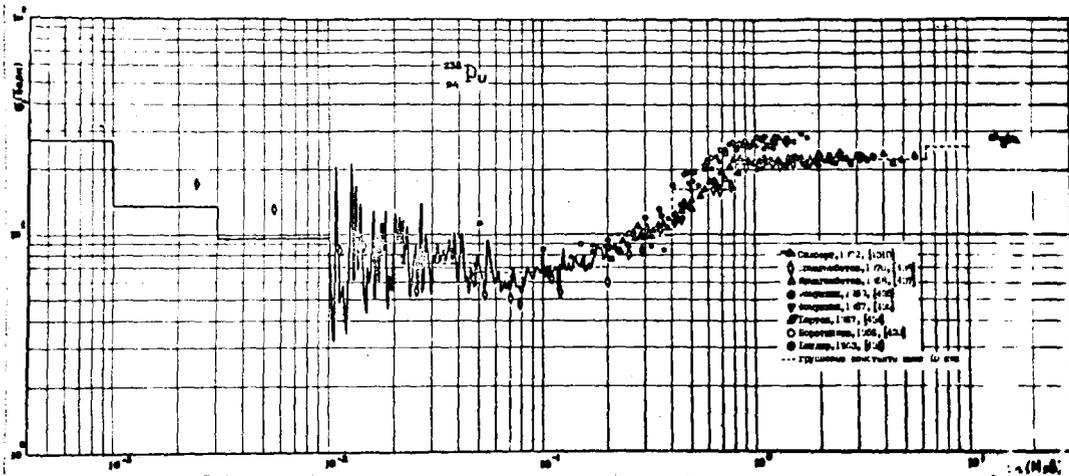


Рис. 1. Сечение деления ^{238}Pu в области энергий от 400 эв до 15 Мэв.

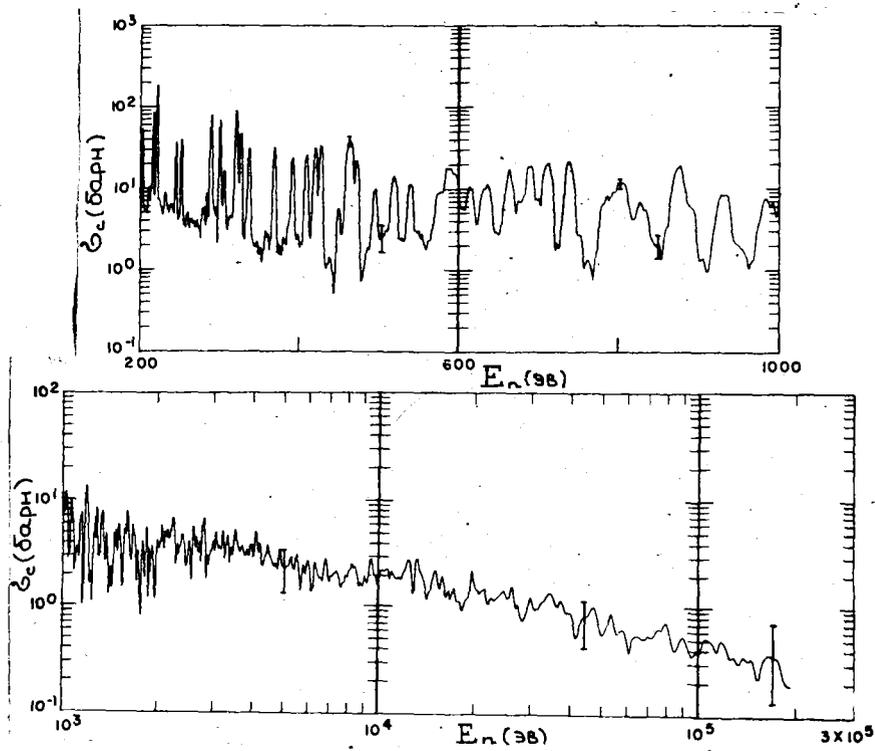


Рис. 2. Сечение захвата ^{238}Pu в области энергий от 1 кэв до 100 кэв.

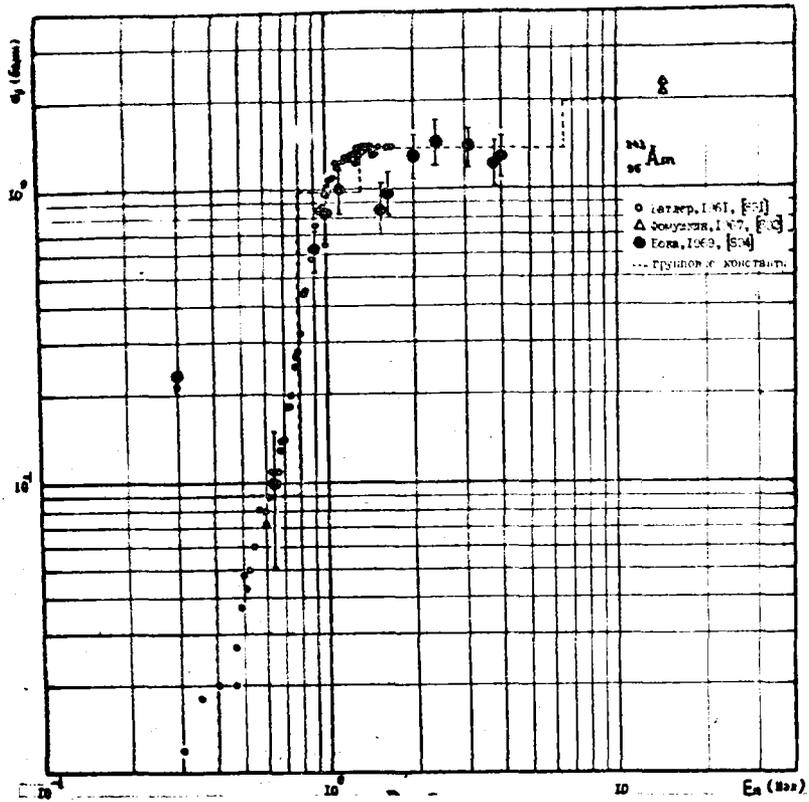


Рис. 3. Сечение деления ^{243}Am от порога до 15 МэВ.

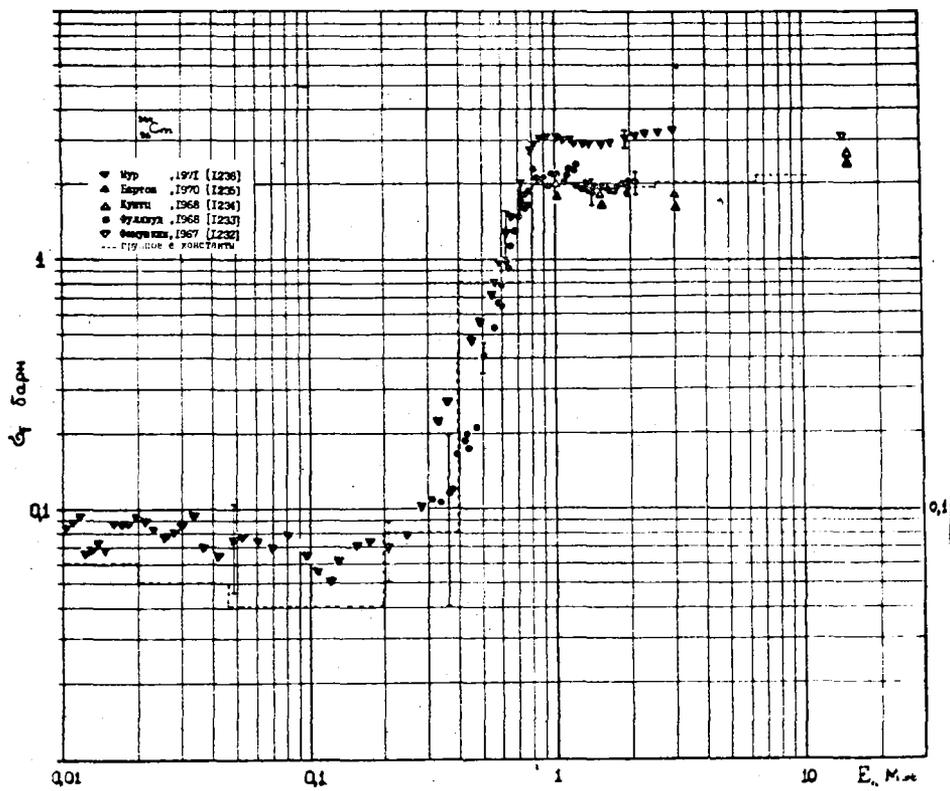


Рис. 4. Сечение деления ^{244}Cm в области энергий от 10 кэВ до 15 МэВ.

ТАБЛИЦА РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ АБ-УЗО ПЛУТОНИГ

| № | ε | γ | Γ | Γ | ε ₁₀ | ε ₁₁ | ε ₁₂ |
|-----|------------|-----------|-----------|-----------|-----------------|-----------------|-----------------|
| | (ЗВ) | (ЗВ) | (ЗВ) | (ЗВ) | (БАР) | (БАР) | (БАР) |
| 1. | -.1000E-02 | .1580E-01 | .3600E-01 | .9000E-02 | .6637E-03 | | |
| 2. | -.4000E-00 | .3400E-03 | .3600E-01 | .9000E-02 | .4932E-03 | | |
| 3. | .2885E-01 | .7500E-04 | .3700E-01 | .1200E-02 | .1727E-04 | .3500E-02 | .1173E-01 |
| 4. | .9975E-01 | .2680E-03 | .3000E-01 | .6800E-02 | .1432E-04 | .7003E-01 | .1195E-01 |
| 5. | .1860E-02 | .3540E-02 | .3700E-01 | .1750E-02 | .1184E-05 | .3700E-02 | .1756E-01 |
| 6. | .3220E-02 | .6800E-04 | .3600E-01 | .4800E-02 | .1360E-03 | .2388E-01 | .1198E-01 |
| 7. | .3660E-02 | .2400E-04 | .3600E-01 | .5900E-02 | .4115E-02 | .6358E-01 | .1047E-01 |
| 8. | .5980E-02 | .1390E-02 | .3600E-01 | .6700E-03 | .1607E-04 | .1519E-01 | .2641E-01 |
| 9. | .7010E-02 | .2510E-02 | .3600E-01 | .7800E-02 | .2634E-04 | .1641E-01 | .3572E-01 |
| 10. | .7770E-02 | .2600E-03 | .3600E-01 | .9400E-02 | .1928E-03 | .1403E-00 | .3681E-01 |
| 11. | .6300E-02 | .1940E-01 | .3600E-01 | .3900E-02 | .1037E-05 | .7065E-01 | .7689E-01 |
| 12. | .9620E-02 | .5600E-04 | .3600E-01 | .4900E-02 | .5739E-02 | .2198E-01 | .3606E-01 |
| 13. | .9950E-02 | .2600E-03 | .3600E-01 | .5100E-02 | .1661E-03 | .9428E-01 | .1342E-01 |
| 14. | .1101E-03 | .5560E-02 | .3600E-01 | .4900E-02 | .2860E-04 | .1469E-01 | .2006E-01 |
| 15. | .1120E-03 | .1300E-03 | .3600E-01 | .3100E-02 | .7784E-02 | .3930E-01 | .3406E-01 |
| 16. | .1136E-03 | .1140E-01 | .3600E-01 | .5700E-02 | .4972E-04 | .2475E-01 | .5937E-01 |
| 17. | .1186E-03 | .3160E-01 | .3600E-01 | .1800E-02 | .1010E-05 | .4816E-01 | .2419E-01 |
| 18. | .1224E-03 | .2740E-01 | .3600E-01 | .8700E-02 | .8469E-04 | .3774E-01 | .9162E-01 |
| 19. | .1290E-03 | .2200E-03 | .3600E-01 | .1000E-02 | .1206E-03 | .5285E-01 | .1475E-01 |
| 20. | .1324E-03 | .8500E-02 | .3600E-01 | .5300E-02 | .4007E-03 | .1712E-00 | .2531E-01 |
| 21. | .1397E-03 | .2800E-02 | .3600E-01 | .4300E-02 | .1169E-04 | .4733E-00 | .5321E-01 |
| 22. | .1511E-03 | .2200E-01 | .3600E-01 | .1300E-01 | .5395E-04 | .2019E-01 | .7325E-01 |
| 23. | .1650E-03 | .2200E-03 | .3600E-01 | .1070E-01 | .7476E-02 | .2562E-01 | .7651E-01 |
| 24. | .1710E-03 | .5600E-01 | .3600E-01 | .6700E-03 | .9298E-04 | .3075E-01 | .5748E-01 |
| 25. | .1768E-03 | .2700E-02 | .3600E-01 | .4400E-01 | .4858E-03 | .1554E-00 | .1908E-01 |
| 26. | .1879E-03 | .2960E-01 | .3600E-01 | .6800E-02 | .5881E-04 | .1818E-01 | .3450E-01 |
| 27. | .1925E-03 | .3500E-01 | .3600E-01 | .3200E-01 | .4444E-04 | .1364E-01 | .1418E-01 |
| 28. | .2030E-03 | .5000E-02 | .3600E-01 | .2200E-02 | .1500E-04 | .4179E-00 | .2565E-01 |
| 29. | .2160E-03 | .1760E-01 | .3600E-01 | .2290E-01 | .2806E-04 | .7346E-00 | .4677E-01 |
| 30. | .2210E-03 | .5900E-01 | .3600E-01 | .1200E-02 | .7301E-04 | .1868E-01 | .6256E-01 |
| 31. | .2320E-03 | .7200E-02 | .3600E-01 | .8400E-03 | .2174E-03 | .5299E-01 | .1242E-01 |
| 32. | .2450E-03 | .6700E-02 | .3600E-01 | .2530E-01 | .1058E-04 | .2442E-00 | .1724E-01 |
| 33. | .2520E-03 | .1550E-01 | .3600E-01 | .5700E-01 | .1461E-04 | .3347E-00 | .5324E-01 |
| 34. | .2610E-03 | .2600E-03 | .3600E-01 | .7100E-02 | .6044E-02 | .1310E-01 | .2595E-01 |
| 35. | .2850E-03 | .2600E-01 | .3600E-01 | .3500E-01 | .6738E-02 | .1337E-01 | .1306E-01 |
| 36. | .2890E-03 | .3760E-01 | .3600E-01 | .2370E-01 | .3518E-04 | .6884E-00 | .4553E-01 |
| 37. | .3000E-03 | .5500E-01 | .3600E-01 | .1020E-00 | .2499E-04 | .4711E-00 | .1341E-01 |
| 38. | .3050E-03 | .8000E-02 | .3600E-01 | .8800E-01 | .6162E-03 | .1142E-00 | .2168E-01 |
| 39. | .3200E-03 | .1700E-00 | .3600E-01 | .5500E-02 | .6609E-04 | .1168E-01 | .1792E-01 |
| 40. | .3270E-03 | .2770E-01 | .3600E-01 | .1480E-01 | .2839E-04 | .4910E-00 | .2026E-01 |
| 41. | .3370E-03 | .1540E-01 | .3600E-01 | .1000E-01 | .1958E-04 | .3085E-00 | .9169E-01 |
| 42. | .3610E-03 | .8000E-03 | .3600E-01 | .7400E-02 | .1319E-03 | .2066E-01 | .4267E-01 |
| 43. | .3680E-03 | .1730E-01 | .3600E-01 | .4400E-02 | .2144E-04 | .3294E-00 | .4044E-01 |
| 44. | .3820E-03 | .3900E-03 | .3600E-01 | .1500E-01 | .4939E-02 | .7311E-02 | .3672E-01 |
| 45. | .3910E-03 | .1300E-01 | .3600E-01 | .2800E-01 | .7689E-04 | .2442E-00 | .1908E-01 |
| 46. | .4080E-03 | .1860E-01 | .3600E-01 | .2500E-00 | .2301E-04 | .2911E-00 | .2031E-01 |
| 47. | .4190E-03 | .5300E-01 | .3600E-01 | .2910E-01 | .2818E-04 | .3803E-00 | .3066E-01 |
| 48. | .4260E-03 | .4700E-01 | .3600E-01 | .1130E-01 | .3018E-04 | .4689E-00 | .1298E-01 |
| 49. | .4480E-03 | .6600E-02 | .3600E-01 | .7100E-01 | .3412E-03 | .4367E-01 | .6533E-01 |
| 50. | .4610E-03 | .5000E-01 | .3600E-01 | .6700E-02 | .1000E-04 | .3775E-00 | .7060E-01 |
| 51. | .4650E-03 | .8600E-01 | .3600E-01 | .6700E-02 | .5840E-04 | .4599E-00 | .5596E-01 |
| 52. | .4730E-03 | .2300E-01 | .3600E-01 | .2300E-02 | .2007E-04 | .2493E-00 | .1091E-01 |
| 53. | .4960E-03 | .9400E-02 | .3600E-01 | .6800E-02 | .9582E-03 | .1089E-00 | .2065E-01 |

RIC= 122.3R
RIF= 16.05

| NU | F | B | G | L | R |
|----|------|-------|-------|---|------|
| 1. | 238. | 1.000 | 1.000 | . | 8.37 |

| № п/п | А В Т О Р | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Что измерили | Объемы информации, ЗЕ |
|-------|--|------|---|---|--------------|-----------------------|
| 1P1 | T.E.Young F.E.Simpson | 1962 | IDO-1680F | Phillips | Продукция | до ~100 |
| 1P2* | T.E.Young F.E.Simpson | 1962 | BAPS 7,4,305, k13 | Phillips | Продукция | 0,02+100 |
| 1P3* | T.E.Young F.E.Simpson J.R.Berreth M.S.Coops | 1967 | Nucl.Sci.Eng. 30,3,355 | INC LRL | Продукция | 0,036+6500 |
| 1P4 | G.D.James | 1965 | Physics and Chemistry of Fission Proc. of a Symp. Salzburg, 1965 Vienna v.1, p.235 | Harwell | Деление | 0,0087+20 |
| 1P5 | Б.Ф.Герасимов | 1966 | Ядерная физика 4,5, 985 | ИАЭ | Деление | 0,02+400 |
| 1P6 | C.D.Bowman | 1966 | Phys.Rev.Lett. 17, 25, A10 | LRL | Деление | 2+300 |
| 1P7 | C.D.Bowman G.F.Auchampaugh W.F.Stubbins T.E.Young F.E.Simpson M.S.Moore | 1967 | Phys.Rev.Lett. 18, 1, 15 | Univ. California, LRL, Univ. Chinchinatty, INC | Деление | 2+300 |
| 1P8 | W.F.Stubbins C.D.Bowman G.F.Auchampaugh M.S.Coops | 1967 | Phys.Rev. 154, 4, 1111 | Univ. Chinchinatty, LRL | Деление | 2+300 |

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ № 2

| Источник | Разрешение нксек/м | Образцы | Детектор | Метод анализа | Примечание |
|---|--|--|--|---|---|
| Прерыватель быстрых нейтронов | | | | По форме и по площади. | Цифры взяты из BNL - 325. |
| Прерыватель быстрых нейтронов | | PuO_2 в мат- рице из порош- ка Al . ^{238}Pu : 0,002515 ат/барн | | | Приводятся только положения резонансов. Чтобы исключить влияние алюминия, проведены измерения с алюминиевой мат- рицей без ^{238}Pu . Γ приня- ли 34 ± 68 мв |
| Прерыватель быстрых нейтронов (реактор MTR) | $0,008 \div 0,5 \text{ эв} :$ 2,6 ; $0,5 \div 8 \text{ эв} :$ $0,34 \div 0,20 ;$ $8 \div 5500 \text{ эв} :$ $0,11 \div 0,10 ;$ $100 \div 150 \text{ эв} :$ 0,040. | Смесь порош- ков PuO_2 и Al . ат/к барн : $0,008 \div$ { 2,30 $0,5 \text{ эв}$ { 2,52 $0,5 \div$ { 0,288 8 эв { 1,01 { 2,30 $8 \div$ { 0,288 5500 эв { 1,01 { 2,30 $100 \div$ 150 эв 2,30 ^{238}Pu : ~ 0,2% ^{239}Pu : ~ 0,54% ^{240}Pu : ~ 0,04% | BF_3 | Одноуровневая формула Брайта- Витнера, анализ по форме и по площади. | Пролетная база 20 м. некото- рые измерения выполнены на 45 м пролетной базе. Полу- ченные данные были подправ- лены на пропускание в ^{16}O и тяжелых элементах. |
| Линейный электрон- ный ускоре- нитель | Ширина вре- менного кан- нала 0,25 мк.сек | ^{238}Pu : 99,98% ^{239}Pu : 99,98% ^{240}Pu : 0,02% | Газовый спин- тилллятор. | Многоуровневый анализ Мура. | Для ^{238}Pu выход случаев деления не превышал фон. Про- летное расстояние - 5 м. |
| Линейный электрон- ный ускоре- нитель | 1 эв ~ 2 10 эв ~ 0,7 100 эв ~ 0,3 | ^{238}Pu : ~ $1,1 \cdot 10^{-4}$ ^{239}Pu : ~ $7 \cdot 10^{-4}$ ^{241}Am : ~ $5 \cdot 10^{-5}$ ^{242}Am : ~ $1,5 \cdot 10^{-5}$ ^{244}Cm : ~ 10^{-5} | Искровой счетчик. Мо- нитор потока; коронный счетчик с бор- ным покры- тием. | | Пролетная база ~ 210 см. Ос- новной вклад в разрешение при низких энергиях вно- сила неопределенность в про- летном расстоянии, равная 4 см и связанная с цилиндри- ческой формой источника. |
| Линейный электронный ускоритель | | | Искровой счетчик. | | Сечение нормировано на сече- ние деления в области выс- ших энергий. |
| Линейный электронный ускоритель | | | | Совместная обра- ботка с полным сечением из [P1]. Одноуровневая формула Брайта- Витнера. | |
| Линейный электрон- ный ускоре- нитель | Ширина импульса: 90 нсек, скорость повторения: 360 имп/сек | 3 фольги из ^{238}Pu . ^{238}Pu : 99,98% ^{239}Pu : 0,062% ^{240}Pu : 0,052% ^{242}Pu : 0,0045% | Искровой счетчик. Мо- нитор потока трубка с с BF_3 . | Одноуровневая формула Брайта- Витнера. | Пролетная база: 15,6 м - об- ласть высоких энергий; 6,58 м - область низких энер- гий. Измерения были проведе- ны и в области высоких энер- гий и нормированы на ^{64}Zn в низкой области энергий. Не- определенность нормировки +40%. Плохое разрешение не позволяет провести многоуров- невый анализ. |

| № | Авторы | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Что измеряли | Область энергии, МэВ |
|------|---|----------------------|--|----------------------------------|---------------------|----------------------|
| 1P9 | D.M. Drake R. Hoff C. Bowman | 1969 | WASH-1127, 124 | LASL | Деление | 50 + 400 эВ |
| 1P10 | T.E. Young M.G. Silbert | 1970 | BAPS 15,4,648, KP13 | INC LASL | Деление | до ~500 |
| 1P11 | M.G. Silbert A. Moat T.E. Young | 1972 1972 1970 | INDC(USA)-44G AWRE 013/72 WASH-1155, 70 | LASL AWRE INC | Деление | 18 эВ + 3 МэВ |
| 1P12 | O.D. Simpson M.G. Silbert A. Moat | 1967 | WASH-1079, p.72 | INC LASL, AWRE Aldermaston | Деление, поглощение | 18 эВ + 1 МэВ |
| 1P13 | M.G. Silbert A. Moat T.E. Young | 1970 | NCSAC-31 } WASH-1155 } p. 129 | LASL AWRE INC | Деление, поглощение | До ~1 МэВ |
| 1P14 | M.G. Silbert T.E. Berreth | 1971 | NCSAC-42 } EANDC(US)-165 "U" } p. 150 INDC(USA)-36 "U" } | LASL | Деление, поглощение | До ~500 |

* Числовые данные по $\sigma_{\text{д}}(E)$ имеются в ЦЯД (г. Обнинск). См. каталог № 9423801001

| Источник | Разрешение | Образцы | Детектор | Метод анализа | Примечание |
|---------------------------|--|--|--|---|--|
| Ядерный взрыв "Помград" | | | | | Приводятся предварительные данные по $\sigma_{\text{p}}(E)$ в области 50-400 эв и $\int \sigma_{\text{p}}(e)de$. Они согласуются с данными, полученными на ядерном взрыве "Персиммон". Параметров нет. |
| Ядерный взрыв "Персиммон" | | | | | Получены $\frac{\sigma_{\text{p}}}{\Gamma_{\text{p}}}$ для 49 резонансов в области от 17 до 500 эв ($\Gamma_{\text{p}}/\Gamma_{\text{t}} = 0,2 \text{ мв}$). Γ_{p} были определены в области 17-200 эв из σ_{p} данной работы и σ_{tot} из работы [P3] ($\Gamma_{\text{p}} = 6,4 \text{ мв}$). |
| Ядерный взрыв "Персиммон" | 20 нсек/м при $E < 10^3$ эв и 0,7 нсек/м при $E > 10^3$ эв | $^{238}\text{Pu}: 99,4\%$ $^{239}\text{Pu}: 0,49\%$ $^{240}\text{Pu}: 0,04\%$ $^{241}\text{Pu}: < 0,01\%$ $^{234}\text{U}: \sim 0,2\%$ | Полупроводниковые детекторы. Мониторы потока: $\sigma_{\text{p}}^{238}\text{Pu} (> 1 \text{ кэВ})$, ^{241}Pu ($10 \div 10^3 \text{ эв}$), ^{234}U ($10 \div 10^3 \text{ эв}$) | | Пролетная база 300 м. $\frac{\sigma_{\text{p}}}{\Gamma_{\text{p}}}$ для 49 резонансов ниже 500 эв определены. |
| Ядерный взрыв "Персиммон" | | | | | |
| Ядерный взрыв "Персиммон" | | Выход осколков-из тонкого образца. Выход γ -квантов от захвата и деления-из толстого образца. | Модифицированный δ -детектор Моксона-Рей; полупроводниковые детекторы | По площади; одноуровневая формула Брайта-Вигнера. | Предварительные ошибки в $\Gamma_{\text{p}}^{\text{b}}$ - + 10%, в Γ_{p} - + 20%. Γ_{p} при анализе принимали равной 34 мв. |
| Ядерный взрыв "Персиммон" | | | | | Предварительные данные были опубликованы в NCSAC-31, 1970 г. |

| № | Авторы | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Метод | Область энергии, эВ |
|------|--|------|---|-------------|--|-------------------------------|
| BT1 | R. L. Bruchman W. C. Bentley B. R. Hyue | 1948 | BNL-325 | ANL | Активация | Спектр реактора |
| BT2 | G. J. Hanna D. G. Harvey N. Moss F. R. Tunncliffe | 1951 | Phys. Rev. <u>81</u> , 5, 893 | Chalk River | Активация | |
| BT3 | E. K. Hulet R. W. Hoff H. R. Bowman M. C. Michel | 1957 | Phys. Rev. <u>107</u> , 1294 | LRL | Активация | Тепловая колонна реактора MTR |
| BT4 | L. P. Butler M. Lounsbury J. S. Ferrit | 1957 | Can. J. Phys. <u>35</u> , 2, 147 | Chalk River | Активация | Спектр реактора NRX |
| BT5 | L. P. Butler | 1957 | KAPL 1781, CINDA-72, v. 2, Z ≥ 53 | Chalk River | | |
| BT6 | Beastwood | 1958 | Proceedings of the Second United Nations Intern. Conf. on the Peaceful uses of Atomic Energy. V. 16, p. 54 1958, gp/203 | Канада | | Спектр реактора NRX |
| BT7 | T. E. Young F. E. Simpson | 1962 | BAPS <u>7</u> , 305 | Phillips | Пропускание | 0,0253 |
| BT8 | T. E. Young F. E. Simpson J. R. Berreth M. S. Coops | 1967 | Nucl. Sci. Eng. <u>30</u> , 3, 355 | INC LRL | Пропускание | 0,0253 |
| BT9 | E. J. Hennely W. R. Cornman A. P. Baumann | 1968 | Neutron Cross Sections and Technology", Washington 1968, v. 2, p. 1271 | SRL | Деление: по счету γ из распадов ^{137}Cs захват: по измерению изотопов Pu. | Спектр реактора SRL |
| BT10 | О. В. Дурагамов Ю. П. Мизренкин | 1968 | АЭ. <u>25</u> , 6, 527 | ФЭИ | Счет осколков деления | Тепловая колонна |
| BT11 | C. Milsted et al | 1963 | ANL-6756 | ANL | Видимо обзор. работа | |
| BT12 | J. H. Stein H. B. Goldberg et al | 1965 | "Neutron Cross Sections BNL-325, Second Edit., Supp. 2, 8, Z=88 to 98 | BNL | Оценка | 0,0253 |
| BT13 | L. C. Ecel et al | 1965 | BNL-9271. Conf. 650602-30 | BNL | Видимо, обзор. работа | |
| BT14 | S. Pearlstein | 1966 | Trans. Am. Nucl. Soc. <u>9</u> , 1, 249 | BNL | Оценка | |
| BT15 | A. Prince | 1968 | "Neutron Cross Sections and Technology". Proc. of Conf. Washington, v. 2, 951 | BNL | Оценка | 0,0253 |
| BT16 | E. Hinkelman | 1970 | Nuclear Data for Reactors, IAEA, Vienna, v. 2, 721, 1970 | Karlsruhe | Оценка | |
| BT17 | В. А. Коньшин | 1972 | Вестн. АН БССР, сер. Физ. энерг. наук, № 4, 26 | Минск | Оценка | 0,0253 |
| BT18 | Данная работа | | | ФЭИ | Оценка | 0,0253 |

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РАБОТА № 3

| Стандарт | σ_{tot} барн | σ_c барн | σ_f барн | RI_c барн | RI_f барн | Примечания |
|--|------------------------|---|---------------------------|------------------------------------|----------------------------------|--|
| Монитор потока ^{237}Np по отношению к ^{239}Pu $\sigma_f = 765$ барн; $i_{np}^{237}\text{Np} = 172$ барн | | 455±50 | | | | $T_{1/2}^{238}\text{Pu} = 90$ г. Счита- ли число делений ^{239}Pu на деление ^{238}Pu вводи- лась поправка |
| | | | ~20 | | | |
| По отношению к $^{239}\text{Pu} - 806$ барн. Монитор тока - σ_c . | | 520±40 | 18,4±0,9 | | | $T_{1/2}^{238}\text{Pu} = 89,6$ л. считали число делений ^{239}Pu ; поправка на деле- ние ^{238}Pu вносились. |
| Монитор потока - σ_c σ_{n,σ_c} при 0,0253 эв = =36,4 барн. RI_c осно- вано на $RI_c^{235}\text{U} = 282$ барн, $RI_{c,\sigma_c} = 48,9$ барн. | | 489±3 403±8 (при 0,0253 эв) | | 3260±280 ($E_{гр} = 0,5$ эв) | | При 0,0253 эв. σ_c полу- чено в предположении, что сечение следует закону $1/v$. |
| | | | 16,5±0,5 | | | |
| По отношению к σ_f ура- на -235:575 барн | | | 17,1±0,4 | | 25±5 ($E_{гр} =$ =0,6 эв) | |
| | 615±10 | | | | | |
| | 576 | 559 (σ_a) | | 164±15 ($E_{гр} =$ =0,5 эв) | | σ_a и RI_c рассчита- ны по резонансным пара- метрам. |
| | | 382±12 563 (при 0,0253 эв) | 12 16,3 (0,0253 эв) | 169 | 24 | |
| з сравнения числа спон- анных делений и делений тепловыми нейтронами | | | 17,5±0,7 | | | |
| | | 430 | | | | Взято из работы [8] |
| | 615±10 | 500±100 | | | | |
| | | 480 | | 100 | 25 | Взято из работы [8] |
| | | 500 (максвелловский спектр) 434 (спектр реактора) | 17,5 | 150 | 25 | RI рассчитаны по резо- нансным параметрам из $WNL - 325$ |
| | | 278 | 19 | 1500 | 43,5 | |
| | | 547 | 16 | 148 | 2,4 | По-видимому, RI_f равно 24, а не 2,4 барнам, т.к. в оригинальных работах, на которые ссылаются авт. |
| | | 560 | 16,5 | 150 | 25 | $RI_f \sim 24$ барна |
| | 589 | 582 (σ_a) | 17 | 161 (0,465 эв +100 кэВ) | 25 (0,465 +100 кэВ) | |

СПРАВОЧНО-БИБЛИОГРАФИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА

| № п/п | Автор | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Исследованный элемент | Реакция | Область энергии МэВ |
|-------|---|--------------|---|--|--|-------------------------|------------------------------|
| 431 | J.K. Butler R.K. Sjoblom | 1963 | BAPS, 8, 4, 369, RA7; WASH-1044, 5 | ANL | ^{238}Pu | Деле- ние | 0,14+1,75 |
| 432 | H.F. Stubbins R.M. Barton F.F. Michelberger F. Lonadier L. Wittenberg | 1964 | BAPS, 10, 5, 637, B12 | Univ. of Cincinnati, LASL, Mound Lab | ^{238}Pu | Деле- ние | Спектр в центре реактора |
| 433 | Н.Е. Воротников С.М. Дуоровина Г.А. Отрощенико В.А. Шигин | 1966 | ЯФ., 3, 3, 479 | ИАЭ | ^{238}Pu | Деле- ние | 0,05+1,4 |
| 434 | D.M. Barton P.G. Koontz | 1967 1968 | Phys. Rev. 162, 4, 1070; "Neutron Cross Sec- tions and Technolo- gy", Proc. Conf. Wa- shington, v. 1, 597 | LASL | ^{238}Pu | Деле- ние | 1; 1,5; 3,0; 14,9 |
| 435 | С.Ф. Фомушкин В.К. Гутникова В.С. Самятин и др. | 1967 | ЯФ., 5, 5, 966 | СССР | ^{238}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am ^{243}Am , ^{242}Cm , ^{244}Cm | Деле- ние | 14,5; спектр деле- ния |
| 436 | С.Ф. Фомушкин В.К. Гутникова | 1969 | ЯФ., 10, 5, 917 | СССР | ^{238}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am | Деле- ние | 0,45+3,5 |
| 437 | С.Б. Эрмагамбетов, Г.Н. Смирнин | 1968 | АЭ, 25, 6, 527 | ФЭИ | ^{238}Pu | Деле- ние | 0,5+5,6; 13+16,9 |
| 438 | С.Б. Эрмагамбетов, Г.Н. Смирнин | 1970 1969 | АЭ, 29, 6, 422; Письма в ЖЭТФ 9, 9, 510 | ФЭИ | ^{238}Pu | Деле- ние | 0,0024+2,22 |
| 439 | M.G. Silbert A. Moat T.E. Young | 1970 | WASH-1153 } NCSAC-31 } p. 129 BAPS 15, 4, KP13 | LASL AWRE INC | ^{238}Pu | Деле- ние, захват | |
| 4310 | M.G. Silbert A. Moat T.E. Young | 1972 | INDC(USA)-44G; AWRE 013/72 | LASL AWRE INC | ^{238}Pu | Деле- ние | 18 эВ+ 3 МэВ |

| Источники | Образцы | Детектор | Стандарт | Примечания |
|---|---|--|---|--|
| ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ (электростатический генератор) | | Газовый сцинтилляционный счетчик | σ_f ${}^{235}\text{U}$ | Цифры взяты из BNL-325, 1965. |
| Реактор Джеобель | | | $\bar{\sigma}_f$ (${}^{239}\text{Pu}$)-1,83 барн | $\bar{\sigma}_f$ (${}^{238}\text{Pu}$) = 2,33 барн (по изменению реактивности). |
| $\text{T}(p,n)$ $\text{Li}(p,n)$ (электростатический генератор) | | Тонкие ионизационные камеры | Абсолютное сечение измеренное при 720 кэВ с помощью стеклянных детекторов. | |
| $\text{T}(p,n)$ 1 MeV 1,5 MeV $\text{D}(d,n)$ -3 MeV $\text{D}(Tn)$ -14,9 MeV | | Кремниевые детекторы | σ_f ${}^{235}\text{U}$ из BNL - 325, 1965. | |
| $\text{T}(d,n)$ | | Стеклянные детекторы | σ_f ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{237}\text{Np}$ из работы Панкратова А.Э. 14, 177 1963. | Спектр деления несколько смячен за счет неупругого рассеяния. |
| $\text{T}(p,n)$ | ${}^{238}\text{Pu}$ -81,7% ${}^{239}\text{Pu}$ -16,5% ${}^{240}\text{Pu}$ -1,8% | Силикатное фотостекло | σ_f ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{238}\text{U}$ из работы Дэви: Nucl. Sci. Eng. 26, 2, 149, 1966. | |
| $\text{T}(p,n)$ $\text{D}(d,n)$ $\text{T}(d,n)$ (электростатический генератор) | Примесь других изотопов менее 0,2% | Цилиндрические стекла | σ_f ${}^{235}\text{U}$ из работ Паркера: AWRE NO-82/63, 1963 AWRE NO-79/63, 1964 | Неопределенность опорных сечений в ошибку не включена. |
| $\text{T}(p,n)$ | ${}^{238}\text{Pu}$ -99,8% | Стеклянные детекторы | σ_f ${}^{235}\text{U}$ из BNL - 325, 1965. | |
| Ядерный взрыв "Персиммон" | | Усовершенствованный детектор Моксона-Рей; полупроводниковые дет. | | Приведено $\sigma_s(E)$ в области энергий от 10 эВ до 100 кэВ. |
| Ядерный взрыв "Персиммон" | ${}^{238}\text{Pu}$ -99,47% ${}^{239}\text{Pu}$ -0,49% ${}^{240}\text{Pu}$ -0,04% ${}^{241}\text{Pu}$ ~ 0,01% ${}^{244}\text{U}$ ~ 0,2% | Полупроводниковые детекторы | 10eV ~ 100eV: ${}^3\text{He}(np)$ 100eV ~ 1 KeV: ${}^6\text{Li}(n\alpha)$ 1 KeV ~ 3 MeV: ${}^{235}\text{U}(nf)$ | Предполагалось, что сечение реакции ${}^3\text{He}(np)$ в ${}^6\text{Li}(n\alpha)$ следует закону $1/v$; при энергии 0,0253 эВ значения сечений приближались к единице. Сечение деления ${}^{235}\text{U}$ взято из работ: в области от $10^5 + 10^6$ эВ по де Соокру [ORNL-TM-1304, 1967] выше 10^6 эВ по Рейви 1968 г. Ошибка в определении σ_f в данной работе $\pm 5,3\%$. Выше 10 эВ отношение сигнала к фону ≈ 10 . |

СТРАЖИНСКО-БИЛГОГРАДСКИ

| № | Име и презиме | Год | Име опубликовано | Лаборатория | Что измеряли | Область энергет., эВ |
|-----|---|------|--|--|--------------|----------------------|
| 5P1 | Cote R.E. Bollinger L.M. Barnes R.F. Diamond H. | 1959 | Phys.Rev. <u>114</u> , 2, 505 | ANL | Пропускание | до ~16 |
| 5P2 | J.R. Berreth O.D. Simpson | 1968 | WASH-1093, 63 | INC | Пропускание | 30+48 |
| 5P3 | J.R. Berreth F.B. Simpson | 1969 | WASH-1127, 60 | INC | Пропускание | 0,4 + 7 |
| 5P4 | J.R. Berreth | 1970 | WASH-1155, 70 | INC | Пропускание | 0,01+1 |
| 5P5 | F.B. Simpson O.D. Simpson J.A. Harvey G.G. Slaughter R.W. Benjamin C.E. Ahfeld | 1970 | WASH-1155 } NCSAC-31 } , 69 | INC ORNL Savannah River Labor. | Пропускание | 0,5+1000 |
| 5P6 | J.A. Harvey G.G. Slaughter F.B. Simpson O.D. Simpson R.W. Benjamin C.E. Ahfeld | 1970 | BNL 50276(T-603) } NCSAC-33 } , 167 | ORNL INC Savannah River Laboratory | Пропускание | 0,5+1000 |

| Источник | Разрешение | Образцы | Дефектор | Метод анализа | Примечания |
|-------------------------------|---|--|----------|--|---|
| Прерыватель быстрых нейтронов | 80 нсек/м | Окись Am диспергированная в Al ($Am:Al = 1:9$); толщина: $(3,38 \pm 0,06) \cdot 10^{-20}$ в/см ² и $(1,39 \pm 0,09) \cdot 10^{-20}$ в/см ² | | По площади | Пролетное расстояние 17 м. При анализе предполагать, что $\epsilon_{\beta} \approx 0$. Резонанс при 0,0107 эв координирован для того, чтобы убедиться $\epsilon_{tot}(E)$ ниже 0,01 эв. Испыси в образцах: $^{241}Am - 0,400$; $^{242}Am - 0,00107$ $^{137}Cs - 0,326$ |
| Прерыватель быстрых нейтронов | | | | Одноуровневая формула | |
| Прерыватель быстрых нейтронов | | 2793 барн/ат 1288 барн/ат 6018 барн/ат 279,3 барн/ат | | Одноуровневая формула | Зависимость $\epsilon_{tot}(E)$ в области энергии от 0,01 эв до 1 эв приводится в работе [8910]. |
| Прерыватель быстрых нейтронов | | | | | Приводится только кривая $\epsilon_{tot}(E)$; параметры не приводятся. |
| ORELA | Ширина им-пульса: 20 ± 30 нсек; ширина счет. канала: 10-320 нсек. | ^{243}Am : 99,73% ^{241}Am : 0,15% ^{244}Cm : 0,03% Р.С.: 0,09% Толщина: 1288,2 барн/ат, 279,3 барн/ат | | Одноуровневая формула. Большая часть уровней по форме | Пролетное расстояние 18,75 метров. Γ_{γ} принимали 45 мв. |
| ORELA | $\frac{\Delta E}{E} \sim 0,3\%$; ширина им-са 20 нсек; ширина счет. кан-ла: 10 нсек. | ^{243}Am - 99,73% | | Одноуровневая формула; ниже 20 эв - по форме, выше 20 эв - по площади. | Пролетное расстояние 18,5 метров. Γ_{γ} (до 17 рез-ов) = 38 мв До 180 эв проанализировано 156 рез-ов. |

ТАБЛИЦА РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ А# 243.
АМЕРИЦИА

| I | E | G | F | NU | SIG | RI | |
|-----|-----------|-----------|-----------|----|-----------|-----------|---|
| | | | | | | MAX | C |
| | (33) | (38) | (39) | | (БАРН) | (БАРН) | |
| 1. | .0000E 01 | .1438E-02 | .4200E-01 | 1. | .1816E 05 | | |
| 2. | .4200E-00 | .7203E-06 | .3900E-01 | 2. | .6744E 02 | .9836E 01 | |
| 3. | .9836E 00 | .1329E-04 | .5100E-01 | 2. | .4064E 03 | .3312E 02 | |
| 4. | .1356E 01 | .1331E-02 | .4300E-01 | 1. | .2429E 05 | .1210E 04 | |
| 5. | .1744E 01 | .1887E-03 | .3600E-01 | 2. | .4585E 04 | .1487E 03 | |
| 6. | .3140E 01 | .1439E-04 | .3800E-01 | 1. | .1322E 03 | .2514E 01 | |
| 7. | .3424E 01 | .2058E-03 | .4200E-01 | 2. | .2184E 04 | .4208E 02 | |
| 8. | .3545E 01 | .1115E-04 | .4700E-01 | 2. | .9460E 02 | .1816E 01 | |
| 9. | .5125E 01 | .3237E-03 | .4500E-01 | 1. | .1529E 04 | .2108E 02 | |
| 10. | .6554E 01 | .9712E-03 | .5000E-01 | 1. | .3189E 04 | .3822E 02 | |
| 11. | .7067E 01 | .8393E-04 | .4030E-01 | 1. | .3226E 03 | .2890E 01 | |
| 12. | .7863E 01 | .9862E-03 | .4190E-01 | 2. | .4485E 04 | .3754E 02 | |
| 13. | .8377E 01 | .6175E-05 | .4500E-01 | 2. | .2512E 02 | .2119E 00 | |
| 14. | .8770E 01 | .1439E-03 | .3040E-01 | 1. | .5893E 03 | .3209E 01 | |
| 15. | .9314E 01 | .1798E-03 | .4080E-01 | 1. | .5167E 03 | .3556E 01 | |
| 16. | .1031E 02 | .4196E-03 | .4700E-01 | 1. | .9411E 03 | .6736E 01 | |
| 17. | .1088E 02 | .1372E-04 | .4500E-01 | 2. | .4297E 02 | .2793E-00 | |
| 18. | .1128E 02 | .2573E-03 | .4700E-01 | 2. | .7404E 03 | .4847E 01 | |
| 19. | .1169E 02 | .1270E-03 | .3100E-01 | 1. | .3828E 03 | .1594E 01 | |
| 20. | .1212E 02 | .1518E-03 | .4400E-01 | 2. | .4350E 03 | .2480E 01 | |
| 21. | .1227E 02 | .2218E-02 | .4000E-01 | 1. | .4477E 04 | .2185E 02 | |
| 22. | .1315E 02 | .9948E-03 | .4500E-01 | 2. | .2522E 04 | .1355E 02 | |
| 23. | .1514E 02 | .8992E-04 | .4500E-01 | 1. | .1445E 03 | .6743E 00 | |
| 24. | .1540E 02 | .8575E-03 | .4400E-01 | 2. | .1903E 04 | .8539E 01 | |
| 25. | .1621E 02 | .6870E-03 | .5010E-01 | 1. | .9154E 03 | .4444E 01 | |
| 26. | .1658E 02 | .2362E-03 | .3360E-01 | 1. | .4618E 03 | .1470E 01 | |
| 27. | .1787E 02 | .1930E-03 | .4560E-01 | 2. | .3616E 03 | .1449E 01 | |
| 28. | .1816E 02 | .5223E-04 | .4500E-01 | 2. | .9791E 02 | .3812E-00 | |
| 29. | .1953E 02 | .2554E-03 | .4940E-01 | 1. | .2888E 03 | .1147E 01 | |
| 30. | .1991E 02 | .1097E-03 | .4500E-01 | 1. | .1339E 03 | .4754E-00 | |
| 31. | .2097E 02 | .6714E-03 | .4500E-01 | 1. | .7688E 03 | .2591E 01 | |
| 32. | .2112E 02 | .9005E-03 | .4500E-01 | 2. | .1425E 04 | .4768E 01 | |
| 33. | .2137E 02 | .1822E-03 | .4500E-01 | 1. | .2022E 03 | .6536E 00 | |
| 34. | .2201E 02 | .3688E-04 | .4500E-01 | 2. | .5705E 02 | .1832E-00 | |
| 35. | .2261E 02 | .4803E-03 | .4500E-01 | 2. | .7164E 03 | .2240E 01 | |
| 36. | .2274E 02 | .1523E-02 | .4500E-01 | 1. | .1570E 04 | .4908E 01 | |
| 37. | .2445E 02 | .7718E-03 | .4500E-01 | 2. | .1057E 04 | .3057E 01 | |
| 38. | .2543E 02 | .1432E-03 | .4500E-01 | 2. | .1913E 03 | .5318E 00 | |
| 39. | .2623E 02 | .4316E-04 | .4500E-01 | 1. | .4008E 02 | .1080E-00 | |
| 40. | .2675E 02 | .1978E-02 | .4500E-01 | 1. | .1727E 04 | .4563E 01 | |
| 41. | .2734E 02 | .6678E-03 | .4500E-01 | 1. | .5866E 03 | .1517E 01 | |
| 42. | .2769E 02 | .3773E-04 | .4500E-01 | 2. | .4640E 02 | .1184E-00 | |
| 43. | .2873E 02 | .9005E-03 | .4500E-01 | 2. | .1047E 04 | .2576E 01 | |
| 44. | .2930E 02 | .9160E-03 | .4500E-01 | 1. | .7469E 03 | .1802E 01 | |
| 45. | .3011E 02 | .6355E-03 | .4500E-01 | 1. | .5073E 03 | .1191E 01 | |
| 46. | .3106E 02 | .9892E-03 | .4500E-01 | 1. | .7597E 03 | .1729E 01 | |
| 47. | .3145E 02 | .1158E-03 | .4500E-01 | 2. | .1251E 03 | .2812E-00 | |
| 48. | .3240E 02 | .1978E-03 | .4500E-01 | 1. | .1482E 03 | .3233E-00 | |
| 49. | .3297E 02 | .8490E-04 | .4500E-01 | 2. | .8760E 02 | .1878E-00 | |
| 50. | .3319E 02 | .1163E-02 | .4500E-01 | 1. | .8325E 03 | .1773E 01 | |
| 51. | .3393E 02 | .1535E-02 | .4500E-01 | 2. | .1491E 04 | .3106E 01 | |
| 52. | .3498E 02 | .8147E-03 | .4500E-01 | 2. | .7796E 03 | .1576E 01 | |
| 53. | .3643E 02 | .1201E-03 | .4500E-01 | 2. | .1120E 03 | .2174E-00 | |
| 54. | .3668E 02 | .1023E-02 | .4500E-01 | 1. | .6647E 03 | .1281E 01 | |
| 55. | .3702E 02 | .2698E-02 | .4500E-01 | 1. | .1676E 04 | .3200E 01 | |
| 56. | .3755E 02 | .3237E-03 | .4500E-01 | 1. | .2086E 03 | .3927E-00 | |
| 57. | .3791E 02 | .5574E-03 | .4500E-01 | 2. | .4949E 03 | .9228E 00 | |
| 58. | .3949E 02 | .5146E-03 | .4500E-01 | 2. | .4391E 03 | .7861E 00 | |
| 59. | .4046E 02 | .1463E-03 | .4500E-01 | 1. | .8785E 02 | .1535E-00 | |
| 60. | .4095E 02 | .4736E-03 | .4500E-01 | 1. | .2790E 03 | .4815E-00 | |

R1C= 1671.71

Продолжение таблицы 6

№ 243. ПРОДОЛЖЕНИЕ 1.

| I | I | E | G | NU | SIG | RI | |
|---|------|-----------|-----------|-----------|--------|-----------|-----------|
| I | 0 | N | G | I | MAX | C | |
| I | (3B) | (3B) | (3B) | I | (БАРЧ) | (БАРЧ) | |
| 1 | 61. | .4127E 02 | .1667E-02 | .4500E-01 | 1. | .9495E 03 | .1626E 01 |
| 1 | 62. | .4153E 02 | .1904E-02 | .4500E-01 | 2. | .1499E 04 | .2551E 03 |
| 1 | 63. | .4294E 02 | .2264E-02 | .4500E-01 | 2. | .1711E 04 | .2816E 03 |
| 1 | 64. | .4409E 02 | .6115E-03 | .4500E-01 | 1. | .3336E 03 | .5348E 00 |
| 1 | 65. | .4522E 02 | .3773E-03 | .4500E-01 | 2. | .2820E 03 | .4408E-00 |
| 1 | 66. | .4533E 02 | .1151E-02 | .4500E-01 | 1. | .6035E 03 | .9411E 00 |
| 1 | 67. | .4711E 02 | .2744E-03 | .4500E-01 | 2. | .1973E 03 | .2961E-00 |
| 1 | 68. | .4855E 02 | .3971E-03 | .4500E-01 | 2. | .2763E 03 | .4024E-00 |
| 1 | 69. | .4927E 02 | .9844E-03 | .4500E-01 | 1. | .4766E 03 | .6836E 00 |
| 1 | 70. | .5022E 02 | .1918E-03 | .4500E-01 | 1. | .9270E 02 | .1505E-00 |
| 1 | 71. | .5127E 02 | .1331E-02 | .4500E-01 | 1. | .6146E 03 | .8473E 00 |
| 1 | 72. | .5302E 02 | .1801E-02 | .4500E-01 | 2. | .1113E 04 | .1484E 01 |
| 1 | 73. | .5358E 02 | .1655E-03 | .4500E-01 | 2. | .1049E 03 | .1384E-00 |
| 1 | 74. | .5401E 02 | .8991E-03 | .4500E-01 | 1. | .3979E 03 | .5208E 00 |
| 1 | 75. | .5454E 02 | .2050E-02 | .4500E-01 | 1. | .8763E 03 | .1136E 01 |
| 1 | 76. | .5493E 02 | .2050E-03 | .4500E-01 | 1. | .9055E 02 | .1165E-00 |
| 1 | 77. | .5586E 02 | .1587E-02 | .4500E-01 | 2. | .9352E 03 | .1183E 01 |
| 1 | 78. | .5721E 02 | .1072E-03 | .4500E-01 | 2. | .6370E 02 | .7871E-01 |
| 1 | 79. | .5771E 02 | .1451E-03 | .4500E-01 | 1. | .6109E 02 | .7483E-01 |
| 1 | 80. | .5868E 02 | .3413E-03 | .4500E-01 | 2. | .1967E 03 | .2370E-00 |
| 1 | 81. | .5908E 02 | .1140E-02 | .4500E-01 | 1. | .4588E 03 | .5489E 00 |
| 1 | 82. | .5994E 02 | .6055E-03 | .4500E-01 | 2. | .3397E 03 | .4006E-00 |

HIC = 1688.90

| I | NU | A | B | C | L | R |
|---|----|------|-------|------|---|------|
| 1 | 1. | 243. | 1.000 | .417 | . | 8.43 |
| 1 | 2. | 243. | 1.000 | .583 | . | .59 |

| | Год | Имя опубликовано | Лаборатория | Метод | Область энергий, эв |
|-----|------|--|---------------------|--|--------------------------------------|
| 770 | 1950 | Phys. Rev. <u>79</u> , 3, 530 W. J. Dreyfus J. B. Birge R. F. Deaton | Univ. of California | Активация (считали 28 мин. β от распада ^{244}Am). | Тепловая колонна реактора CP-3 (ANL) |
| 771 | 1951 | Phys. Rev. <u>81</u> , 5, 893 S. G. Hanna B. G. Harvey J. Mass P. R. Tunncliffe | Chalk River | | |
| 772 | 1954 | Phys. Rev. <u>94</u> , 4, 974 C. M. Stevens M. R. Studier P. R. Tunncliffe J. P. Merritt et al | ANL | | Спектр реактора MTR |
| 773 | 1954 | Phys. Rev. <u>95</u> , 2, 581 B. G. Harvey H. F. Robinson D. G. Thomson A. S. Chornik R. E. Shobnin | Berkeley | | Спектр реактора MTR |
| 775 | 1957 | Phys. Rev. <u>107</u> , 5, 1294 E. K. Malet R. W. Hoff R. R. Bowman M. J. Michel | Livermore | | Спектр реактора MTR |
| 776 | 1957 | Can. J. Phys. <u>35</u> , 2, 147 J. A. Butler M. Lounsbury J. S. Merritt | Chalk River | Активация | Спектр реактора NRX |
| 777 | 1959 | Phys. Rev. <u>114</u> , 2, 505 H. D. Jotè L. M. Bollinger R. F. Barnes H. Diamond | ANL | 1) ϵ_{tot} из пропускания 2) $\epsilon_{nr} = \epsilon_{tot} - \epsilon_g$ | |
| 778 | 1964 | J. Inorg. Nucl. Chem. <u>26</u> , 219 R. Vandenbosch P. R. Fields S. E. Vandenbosch D. Metta | ANL | Активация. (Считали α при распаде 18 мин ^{244}Cm , образующегося из 10,1 час $^{244}\text{Am}^g$) | Спектр реактора CP-5 |

| Стандарт | σ_{tot} барн | σ_c барн | σ_f барн | R_{Ic} барн | Примечание |
|--|------------------------|---|--------------------|---|---|
| | | ~85 (сечение образования ^{244}Am) | | | В работе $\sigma_c \sim 50$ барн, но автором предложено $T 1/2 \text{ } ^{243}\text{Am} \sim 10^4$ л. Приведенная в ВНИ-325 величина ~ 65 барн, измерена на $T 1/2 \text{ } ^{243}\text{Am} = 7650$ лет. Образцы содержали $10\% \text{ } ^{243}\text{Am}$. |
| | | | < 25 | | Это вспомогательное измерение. Измерилось сечение поглощения ^{241}Am по отношению к $\sigma_f \text{ } ^{239}\text{Pu}$. |
| Основано на $T 1/2 \text{ } ^{244}\text{Cm} = 19,2$ л и $\sigma_{nr} \text{ } ^{244}\text{Cm} = 25 \pm 10$ барн | | 115 ± 20 | | | |
| | | 140 ± 50 | | | |
| Монитор потока $\sigma_{\alpha} \text{ } ^{239}\text{Pu}$ относительно $\sigma_f \text{ } ^{239}\text{Pu}$ 806 барн. | | | $< 0,072$ | | |
| Монитор потока Co : $\sigma_c(\text{Co}) = 36,4$ барн; R_{Ic} относительно: $R_{Ic}(\text{Co}) = 48,9$ барн $R_{Ic}(\text{ } ^{235}\text{U}) = 282$ барн. | | На спектре реактора: $133,8 \pm 0,8$; при $0,0253$ эв $73,6 \pm 1,8$. | | 2290 ± 50 (аос) ($E_{\text{гр}} = 0,5$ эв) | σ_{α} при $0,0253$ эв получено в предположении, что сечение следует закону $1/v$. |
| | 190 | 183 ± 8 | | 1470 ± 135 | R_{Ic} рассчитано из резонансным параметров, $\sigma_{\alpha} \approx 7,5$ барн. σ_{tot} в области энергии от $0,001$ эв до 1 эв измерено на 7 и прометной базе. σ_f колебалось равным нулю |
| | | $18,6 \pm 1,9$ (отношение сечений образования $^{244}\text{Am}^m$ и $^{244}\text{Am}^g$) | | | Образец содержал $> 99,9\%$ ^{243}Am . |

СПРАВОЧНО-БИБЛИОГРАФИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА

| № | Авторы | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Метод | Область энергии, эВ |
|------|---|--------------|---|----------------------|-----------------------------|-------------------------|
| 7T9 | C.H.Ice | 1966 | Взято из "Neutron Cross Sections and Technology". Proc. Conf. Washington, v.2, 951, 1968 | | | |
| 7T10 | М.А.Бор А.С.Димохатов А.А.Петрик Л.П.Петров В.Ф.Романов С.А.Климан | 1967 | Атомная энергия 23, 4, 316 | СССР | Активация (α -счет) | Спектр реактора БЭР-М. |
| 7T11 | J.A.Smith C.L.Banick R.L.Folger H.P.Holcomb I.B.Richter | 1968 | "Neutron Cross Sections and Technology". Proc. Conf. Washington, v.2, 1285 | SRL | | Спектр реактора. |
| 7T12 | R.L.Folger J.A.Smith L.C.Brown R.F.Overman H.P.Holcomb | 1968 | "Neutron Cross Sections and Technology". Proc. Conf. Washington, v.2, 1279 | SRL | Активация | |
| 7T13 | R.P.Schuman J.R.Berreth | 1969 1968 | BAPS, 14, 4, 497, АН-18; WASH-1124, 72 | INC | Активация | Спектр реактора MTR. |
| 7T14 | J.R.Berreth | 1970 | WASH-1155, 70 | INC | | 0,0253 |
| 7T15 | Eberle | 1971 | KFK-1456, 51 | KFK | | Спектр реактора. |
| 7T16 | В.И.Иванов В.А.Толстиков | 1971 | материалы Всесоюзного совещания, Киев, 1971, т. I, 325. "Наукова Думка", 1972 | ФЭИ | | Тепловой спектр. |
| 7T17 | C.Томпсон М.Муга | 1958 | В кн.: Труды 2-й международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. т. 5, 290. Москва, Атомиздат, 1958 | Univ. of California. | Оценка | Тепловой спектр. |
| 7T18 | H.C.Claiborne M.P.Lietzke | 1959 | ORNL 59-8-125 | ORNL | Видимо, обзорная работа | |
| 7T19 | E.K.Hyde | 1962 | UCRL-9036-Rev | UCRL | Видимо, обзорная работа | |
| 7T20 | J.Milsted et al | 1963 | ANL-6756 | ANL | Видимо, обзорная работа | |
| 7T21 | L.C.Эвел et al | 1965 | BNL-9271 Conf. 650602-30 | | Видимо, обзорная работа | |
| 7T22 | J.R.Stehn M.D.Goldberg et al | 1965 | BNL-325, Sec.Ed. Supp. 2, v.III, 2-88 to 98. | BNL | Оценка | |

| Стандарт | σ_{tot} барн | σ_c барн | σ_f барн | RI_c барн | RI_f барн | Примечания |
|--|------------------------|--|--------------------|---|----------------|---|
| | | 84,0 (при 0,0253 эв) | | 1374 | | |
| ^{27}Au $\left\{ \begin{array}{l} RI_c = 1558 \pm 50 \text{ барн} \\ \sigma_{nr} = 98,8 \pm 0,3 \text{ барн} \end{array} \right.$ | | 73 ± 6 (при 0,0253 эв) | | 2300 ± 200 ($E_{гр} = 0,5$ эв) | | Использовались материалы из ^{241}Am и спектры ^{241}Am и ^{243}Am . |
| | | 86,6 (при 0,0253 эв); 98,6 + 82,3 (спектр реактора). | | 1470(abs) | | |
| ^{59}Co $\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{nr} = 37 \text{ барн} \\ RI_c = 75 \text{ барн} \end{array} \right.$ $^{244}Cm: RI_c = 2180 \text{ барн}$ $^{242}Pu: RI_c = 2320 \text{ барн}$ | | 78 (при 0,0253 эв); 90 (спектр реактора). | | 2250(abs) ($E_{гр} = 0,83$ эв) | | |
| $^{97}Au: RI_c = 1558 \text{ барн}$ $^{59}Co: RI_c = 74,5 \text{ барн}$ | | | | III-10 барн (10,1 ч); 2160 ± 120 барн (полный) | | Изменения проводились с тонкими образцами. RI_c с учетом вклада от I/σ . |
| | 85 ± 4 | | | | | |
| | | 77 барн | | 1930 | | Цифры взяты из СИЛА-72. |
| $^{237}Np: \sigma_{nr}$ | | 86 ± 9 | | | | |
| | | 137 | | | | |
| | | 138 | 0 | | | Взято из работы [8]. |
| | | | < 0,05 | | | Взято из работы [8]. |
| | | 110 | 0 | | | Взято из работы [8]. |
| | | 184 | | 1500 ± 300 | 0 | Взято из работы [8]. |
| | | 180 ± 20 | | 1500 ± 300 | | |

СПРАВОЧНО-БИБЛИОГРАФИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА

| | Автор | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Метод | Область энергий, эВ |
|------|---------------|------|---|-------------|---|----------------------------------|
| 7T23 | S. Pearlstein | 1966 | Trans. Am. Nucl. Soc. <u>9</u> , 1, 249 | BNL | Оценка | Макс. спектр, спектр реактора |
| 7T24 | A. Prince | 1967 | Trans. Am. Nucl. Soc. <u>10</u> , 1, 228 | BNL | Оценка | |
| 7T25 | A. Prince | 1968 | "Neutron Cross Sections and Technology". Proc. Conf. Washington. v. 2, 951 | BNL | Оценка | |
| 7T26 | B. C. Rusche | 1971 | Trans. Am. Nucl. Soc. <u>14</u> , 1, 344 | SRL | Оценка по данным IASL, INC, ORNL, SRL | |
| 7T27 | В. А. Коньшин | 1972 | Вестн АН БССР, сер. Физ. энерг. наук. <u>14</u> , 26 | Минск | Оценка | 0,0253 |
| 7T28 | Данная работа | | | | Оценка | |

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ № 2

| Стандарт | β_{tot} барн | β_c барн | β_f барн | RI_c барн | RI_f барн | Примечания |
|----------|-----------------------|--|-------------------|---------------------------------|----------------|---|
| | | I42 (максв. спектр) I27 (спектр реактора) | 0 | I400 ($\beta_{tr} = 55$ эв) | 0 | Оценка по соотношению к резонансным параметрам ORNL -322. |
| | | I80 | 0,45 | I400 | I,5 | |
| | | 47,6 | 0,126 | I280 | I,46 | |
| | | 86,6 (SRL) 75 (ORNL) | 0 (ORNL) | I470 (SRL) I500 (ORNL) | 0 (ORNL) | |
| | | 75 | 0 | I500 | 0 | |
| | 84 | 75,3 | 0 | I800 | 0 | |

СПРАВОЧНО-БИБЛИОГРАФИЧЕСКАЯ

| № п/п | Авторы | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Что измеряли | Область энергий, МэВ |
|-------|---|------|---|---|--|-------------------------------|
| 801 | D.K. Butler R.K. Sjoblom | 1961 | Phys. Rev. <u>124</u> , 4, 1129 | ANL | Деление | 0,3+1,7 |
| 802 | У.В. ПОРТУГАН В.К. Пугачикова М.С. Соколов | 1967 | Ядерная физика <u>5</u> , 5, 966 | СССР | Деление | 14,5 к спектр деле- ния |
| 803 | J.R. Berreth C.D. Simpson | 1968 | WASH-1093, 63 | INC | Пропускание | 30 эВ+ 48 эВ |
| 804 | I. Boca N. Martalogu M. Sezon I. Vilcov N. Vilcov G.N. Flerov A.A. Fleve S.M. Polikanov S.P. Tretyakova | 1969 | Nucl. Phys. <u>A134</u> , 3, 541 | Институт атомной физики Бухарест ОИЯИ | $^{243}\text{Am}(n\gamma)^{244\text{m}}\text{Am}$ и деление | 0,3+4 |
| 805 | Т. Мали А.П. Белов Ю.Н. Гангровский Б.Н. Марков И.В. Сизов И.В. Карпов | 1970 | ОИЯИ P7-5162, Дуона | ОИЯИ | $\sigma(^{243}\text{Am}(n\gamma)^{244\text{m}}\text{Am})$ $\sigma(^{243}\text{Am}(nf))$ | 0,8+3 |
| 806 | F.B. Simpson O.D. Simpson J.A. Harvey G.G. Slaughter R.W. Benjamin C.E. Ahfeld | 1970 | WASH-1155 } (NCSAC-31) p.69 | INC ORNL SRL | Пропускание | 0,5эВ-1кэВ |
| 807 | J.R. Berreth | 1970 | WASH-1155, 70 | INC | $\sigma_{\text{tot}}(E)$ | 0,01+1 эВ |
| 808 | F.A. Seeger | 1970 | WASH-1155, 132; Nucl. Sci. Abs. <u>24</u> , 20, 4245, ab 43316 | IASL | Деление | < 10 кэВ; 0,1-3 |
| 809 | B. Dulhsuren G.N. Flerov Yu. P. Gangrsky Yu. A. Lasarev B. N. Markov Nguen Cong Khan | 1970 | Nucl. Phys. <u>A148</u> , 2, 492 | ОИЯИ | $^{243}\text{Am}(n\gamma)^{244\text{m}}\text{Am}$ | 0,2 эВ 0,2+20 эВ >20 эВ |
| 8010 | В.И. Иванов В.А. Толстикова | 1971 | Материалы всесоюз- ного совещания. Киев 1971, т. I, 325 "Научная Думка", 1972 | ФЭИ | Захват | Спектр реак- тора ВР-5 |

ТАБЛИЦА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ № 8

| Источник | Разрешение | Образцы | Детектор | Стандарт | Примечания |
|---|------------|--|----------------------------------|---|--|
| ${}^7\text{Li}(pn){}^7\text{Be}$ | 70 кэВ | Оксид, осажденный на платиновой фольге | Газовый сцинтилляционный счетчик | ${}^{235}\text{U}$ из ВЛ-325 | |
| T(dn) | | | Стеклопленочные детекторы | ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{237}\text{Np}$ из работы Панкратова "Атомная энергия" 14, 177, 1963 | Спектр деления несколько смягчен за счет неупругого рассеяния. |
| Прерыватель быстрых нейтронов | | | | | |
| ${}^7\text{Li}(pn){}^7\text{Be}$ | 400 кэВ | | | | |
| ${}^7\text{Li}(pn){}^7\text{Be}$ ${}^3\text{T}(pn){}^3\text{He}$ ${}^2\text{D}(dn){}^3\text{He}$ ${}^3\text{T}(dn){}^4\text{He}$ | | | Многосчетчик искровой счетчик | | |
| ОРЕЛА | | 1288, 20 барн/ат 279,3 барн/ат | | | Результаты приведены только до 60 эВ. |
| Прерыватель быстрых нейтронов | | | | | |
| Ядерный взрыв "Помыград" | | | | | Результаты не опубликованы. |
| Циклотрон (нейтроны замедлялись в Fe и парафине) | | | | ${}^{115}\text{In}(nn')$; ${}^{27}\text{Al}(np)$; ${}^{27}\text{Al}(n\alpha)$ | при $\begin{cases} E > 20 \text{ эВ: } 42 \pm 15 \text{ мбарн} \\ E = 0,2 \text{ эВ: } < 10 \text{ мбарн} \end{cases}$ |
| | | | | ${}^{238}\text{U}$ | $652 \pm 79 \text{ мбарн} ({}^{243}\text{Am}(n\gamma))$ |

СПРАВОЧНО-БИБЛИОГРАФИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА

| № п/п | А В Т О Р | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Что генералит | Скорость нейтронов, эв |
|-------|--|------|---|-------------------------------|-----------------|------------------------|
| 9P1 | R.E.Cote H.Diamond R.F.Barnes J.R.Patterson | 1962 | WASH-1041, p.5, 1962 | ANL | Пропускание | До 770 |
| 9P2 | R.E.Cote R.F.Barnes H.Diamond | 1964 | Phys.Rev. <u>134</u> , 6B, 1281 | ANL | Пропускание | 0,01+900 |
| 9P3 | R.R.Pullwood J.H.Mc Nally E.R.Shunk | 1968 | Neutron Cross Section and Technology Proc. of Conf. Washington v.1, 567 | LASL | Деление | 20 эв+2 Мэв |
| 9P4 | M.S.Moore W.K.Brown M.E.Ennis R.R.Pullwood G.A.Keyworth J.H.Mc Nally F.B.Simpson J.R.Berreth R.D.Baybarz M.C.Thompson | 1970 | Nucl.Data for Reactors vol.1, 527 Helsinki; IAEA-CN-26/45; WASH-1155,138 | LASL INC SRL ORNL | Деление, захват | 20+300 |
| 9P5 | G.A.Keyworth M.S.Moore | 1970 | WASH-1144, 503; BNL-50276(T-603),136 | LASL | Деление, захват | До 5000 |
| 9P6 | M.S.Moore G.A.Keyworth | 1971 | Phys.Rev. <u>C3</u> , 4, 1656 | LASL | Деление, захват | 20 эв+3 Мэв |
| 9P7 | J.R.Berreth F.B.Simpson | 1971 | BNL-50298 } (NCSAC-38) } p.81 | INC | Пропускание | До 30 |
| 9P8 | J.R.Berreth F.B.Simpson B.C.Rusche | 1972 | Nucl.Sci.Eng. <u>49</u> , 2, 145 | Aerojet Nucl. Com- pany | Пропускание | 0,01+30 |
| 9P9 | T.E.Young F.B.Simpson O.D.Simpson I.A.Harvey N.Hill R.W.Benjamin | 1971 | BNL-50298 } (NCSAC-38) } p.81 | INC ORNL SRL | Пропускание | До несколь- ких кэв |
| 9P10 | O.D.Simpson F.B.Simpson T.E.Young J.A.Harvey N.Hill R.W.Benjamin | 1972 | USNDC-3 (EANDC(US)-176"U") } p.4 | ANC ORNL SRL | Пропускание | 6+530 |

| Наименование | Разрешение | Объемы | Детектор | Метод анализа | Примечания |
|-----------------------------------|---|--------------------------------|----------|---|--|
| Преобразователь быстрых нейтронов | | | | | Приведены только энергии резонансов. |
| Преобразователь быстрых нейтронов | | 0,00224а/барн 0,00224а/барн | | | |
| Ядерный взрыв | | | | | Пролетная база 30,5 м. Параметры не приводятся. |
| Ядерный взрыв (физика-8) | ~20 нсек/м | 244 см 94% | | Совместная обработка σ_f , σ_c и σ_{tot} до 100 эв. σ_{tot} взято из работ [9P2]. Использовалась одноуровневая формула. | Параметры приводятся до 23 эв. |
| Ядерный взрыв | | | | | Приведены параметры до 1 нсек. |
| Ядерный взрыв | < 1 нсек/м | | | | |
| Преобразователь быстрых нейтронов | | | | Использовалась одноуровневая формула | |
| Преобразователь быстрых нейтронов | до 1 эв: 2900 нсек/м; (1-7) эв: 280 нсек/м; E > 7 эв: 147 нсек/м | | | | $\bar{T}_f = 40$ Мэв |
| ORELA | | | | | Краткое сообщение об измерениях и о том, что резонансные параметры получены в области энергии до 100 эв. |
| ORELA | | 1212 барн/ат | | | Пролетная база 17,77 м, $\bar{E} = 14,1$ эв. |

| № п/п | Авторы | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Метод | Область энергетик. сд |
|-------|---|------|--|-------------|-----------|-----------------------|
| 11T1 | Stevens, G.M. Studier, M.H. Fields, P.R. Koen, J.F. Wellers, P.A. Friedman, A.M. Diamond, R. Luzenga, J.R. | 1954 | Phys.Rev. <u>94</u> , 974 | ANL | Активация | Спектр реактора |
| 11T2 | G.E.Vandenbosch, P.R.Fields. | 1961 | ANL-6252 | ANL | | Спектр реактора |
| 11T3 | G.M.Ice. | 1966 | DP-MS-66-69 | ORNL | | |
| 11T4 | J.A.Smith, C.J.Banick, R.L.Folger, H.P.Holcomb, I.R.Richter. | 1968 | Neutron Cross Sections and Technology. Proc. of Conf. Washington, vol.2, p.1285 | SRL | | Спектр реактора |
| 11T5 | R.L.Folger, J.A.Smith, L.C.Brown, R.F.Overman, H.P.Holcomb. | 1968 | Neutron Cross Sections and Technology. Proc. of Conf. Washington, vol.2, p.1279 | SRL | Активация | Тепловой спектр |
| 11T6 | R.P.Schuman, I.R.Berreth. | 1969 | BAPS <u>14</u> , 4.497, A1-18 | INC | Активация | |
| 11T7 | E.J.Hennelly. | 1971 | Neutron Cross Sections and Technology. Proc. of the Third Conf. CONF-710301, Knoxville, v.2, p.494 | SRL | | |
| 11T8 | M.C.Thomson, M.L.Hyder, R.I.Reuland | 1971 | J.Inorg.Nucl.Chem. <u>33</u> , 6, 1553 | SRL | | 0,0253 |
| 11T9 | R.Benjamin, K.Mac.Murdo, J.Spencer. | 1971 | Neutron Cross Sections and Technology. Proc. of the Third Conf. CONF-710301, Knoxville v.2, p.847 | SRL | | 0,0253 |
| 11T10 | R.W.Benjamin, K.W.Mac.Murdo, J.D.Spencer. | 1972 | Nucl.Sci.Eng. <u>47</u> , 2, 203 | SRL | | 0,0253 |

| Стандарт | β_c барн | β_f барн | RI_c барн | RI_f барн | Примечания |
|--|--|--|-------------------------------|--------------------------------|--|
| | 15±10 | | | | |
| | 32 | 0 | | | Взято из [8]. |
| | 20 | | | | Взято из [1115]. |
| | 14,5(0,0253 ^{эВ}) 24,7+13(спектр реактора) (β_{abs}) | 1,2(0,0253 ^{эВ}) 0,9(спектр реактора) | 621 (RI_{abs}) | | |
| ⁵⁹ Co { $\beta_{nr}(0,0253)$ = 37 барн RI_c = 75 барн | 8,4(0,0253 эВ) (β_{abs}) | | 700 (RI_{abs}) | $\frac{RI_c}{RI_{abs}} > 0,95$ | RI_c получено в предположении, что β_{nr} подчиняется закону $1/v$. |
| ¹⁹⁷ Au: $RI_c = 1558$ барн | | | 650±50 | | Измерения проведены с тонкими образцами. RI_c содержит вклад от $1/v$. |
| | 13,7 (β_{abs}) | 1,1 | 663 (RI_{abs}) | 13 | |
| Относительно: ⁵⁹ Co { $\beta_{nr} = 37$ барн $RI_c = 75$ барн ²³⁵ U: $RI_f = 274 \pm 11$ барн | 14±4 | 1,5±1,0 | 650±50 ($E_p = 0,625$ эВ) | 12,5±2,5 | |
| Относительно: ²³⁵ U { $\beta_f = 561,5$ барн $RI_f = 268$ барн | | 1,1±0,3 | | 17,5±1,0 | |
| Относительно ²³⁵ U { $\beta_f = 561,5$ барн $RI_f = 268$ барн | | 1,1±0,5 | | 18±1 ($E_p = 0,625$ эВ) | |

СПРАВОЧНО-БИБЛИОГРАФИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА

| № | Авторы | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Метод | Область энергии, эВ |
|-------|---|--------------|--|-----------------------|---|---------------------------------------|
| 11T11 | J.R. Berreth P.B. Simpson B.D. Rusche | 1972 | Nucl.Sci.Eng. <u>49</u> , 2, 145 | Aerojet Nucl.Comp. | Пропускание | 0,0253 |
| 11T12 | J. Milstead et al. | 1963 | ANL-6756 | ANL | Видимо, обзорная работа | |
| 11T13 | L.C. Epel et al. | 1965 | BNL-9271 CONF-650602-30, June | BNL | Видимо, обзорная работа | |
| 11T14 | S. Pearlstein | 1966 | Trans. Am. Nucl. Soc. <u>9</u> , 1, 249 | BNL | Оценка | Макс. спектр; Спектр реак- тора |
| 11T15 | A. Prince | 1967 | Trans. Am. Nucl. Soc. <u>10</u> , 228 | BNL | Оценка | |
| 11T16 | A. Prince | 1968 | Neutron Cross Sec- tions and Technology. Proc. of conf. Washington v. 2, p. 951 | BNL | Оценка | |
| 11T17 | И.Б. Немировский | 1968 | БИФАН, вып. 5, 159 | | Оценка | |
| 11T18 | R.P. Shuman | 1968 1969 | WASH-1124, 72; WASH-1136, 54 | Columb. University | Оценка | |
| 11T19 | B. Rusche | 1971 | Trans. Am. Nucl. Soc. <u>14</u> , 1, 344 | SRL | Оценка по данным LASL, INC, ORNL, SRL | |
| 11T20 | В.А. Козьмин | 1972 | Вестн. АН БССР, сер. физ. энерг. наук № 4, 26 | Минск | Оценка | 0,0253 |
| 11T21 | O.D. Simpson P.B. Simpson T.E. Young J.A. Harvey N. Hill R.W. Benjamin | 1972 | USNDC-3 (EANDC(US)-176"U" } p. 4 INDC(USA) 54"U") | ANC ORNL SRL | Оценка | |
| 11T22 | Данная работа | | | | | |

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ № 10

| Стандарт | ζ_c барн | ζ_f барн | RI_c барн | RI_f барн | Примечание |
|----------|--|-------------------|---|------------------------------|---|
| | 23±3 (ζ_{tot}) | | 605±40 (RI_{abs}) | | RI рассчитан по параметрам резонансов. |
| | 30 | | | | Взято из [8]. |
| | 15 | 0 | | 0 | Взято из [8]. |
| | 9(Максв. спектр) 8(спектр реактора) | 0 | 650 ($E_{TP} = 0,55$ эВ) | 0 | Оценено по сечениям и резонансным параметрам из работы [7]. |
| | 10 | 2,7 | 650 | 72 | |
| | 25±10 32 | | $RI_c + RI_f = 660$ барн (См. А. Prince, GEMP 411, 1966) | | Оценка тепловых ζ_c и RI . |
| | | | 625 $E_{TP} = 0,5$ эВ | | Оценка по резонансным параметрам. |
| | | | 650±50 | | RI_c вычислен из резонансных параметров, взятых из BNL-325. 1965 г. [7] |
| | 25,3±3,0 | 1,12±0,3 | 650±50 | 18±1 | |
| | | | 606±23 ($E_{TP} = 0,625$) | 18±1 ($E_{TP} = 0,625$) | |
| | 14,5 (ζ_{abs}) | | 601 | 18 | |

| | Авторы | Год | Где опубликовано | Лаборатория | Что измеряли | Реакция | Область энергии, МэВ |
|-------|--|------|--|---|-----------------|---------|-------------------------------|
| | E.H.Ottewitte V.Keshishian | 1966 | Neutron Cross Sections and Technology. Proc. of a Conf. Washington, v.2, 964 | Atomics International Canada Park, California | Оценка | | |
| 1202 | В.П.Фоминкин Б.А.Лутникова В.С.Баминин В.И.Масленников В.Н.Белон В.М.Бурин и др. | 1967 | "Ядерная физика" 5, 966, 1967 | СССР | Деление | | 14,5 МэВ; на спектре деления. |
| 1203 | R.H.Fillwood J.H.Mc Nally E.R.Shunk | 1968 | Neutron Cross Sections and Technology. Proc. of a Conf. Washington, v.1, 567 | LASL | Деление | | 20 эв+2 МэВ |
| 1204 | P.G.Koontz D.M.Barton | 1968 | Neutron Cross Sections and Technology. Proc. of a Conf. Washington v.1,598 | LASL | Деление | | 1,0; 1,5; 3,0; 14,9 |
| 1205 | D.M.Barton P.G.Koontz | 1970 | WASH-1155, 153 | LASL | Деление | | 1,0; 1,5; 3,0 14,9 |
| 1206 | Moore Brown Ednis Fillwood Keyworth Mc Nally Simpson Berreth Baybarz Thompson | 1970 | WASH-1155,136 | INC ORNL SRL | Деление, захват | | 20 эв ÷ несколько МэВ |
| 1207 | G.A.Keyworth M.S.Moore | 1970 | WASH-1144, 503 ; BNL-50276(T-603), 136 | LASL | Деление, захват | | До 5 кэВ |
| 1208 | M.S.Moore G.A.Keyworth | 1971 | Phys.Rev.C3,4 1656 | LASL | Деление, захват | | 20 эв+3 МэВ |
| 1209 | J.R.Berreth F.B.Simpson B.C.Rusche | 1972 | Nucl.Sci.Eng. 42,2, 145 | Aeroproject Nucl. Company | Полное сечение | | 0,01-90 эв |
| 12010 | В.П.Фоминкин Б.А.Лутникова В.И.Масленников А.М.Корочкин | 1973 | "Ядерная физика" 17,1,24 | СССР | Деление | | Спектр быстрого реактора |

| Источник | Разрешение | Образцы | Детектор | Стандарт | Примечания |
|-------------------------------------|----------------------|---------|----------------------|---|--|
| | | | | | Даны кривые сечения $\sigma_{\text{пр}}$, σ_f в области 0 кэВ - 10 кэВ. |
| T(dn) | | | Стекланные детекторы | $\sigma_{\text{пр}}^{235\text{U}}$ и $\sigma_{\text{пр}}^{237\text{Np}}$ из работы Панкратова "Атомная энергия", 14, 177, 1963. | $\sigma_f = 3,26 \pm 0,3$ и $3,10 \pm 0,3$; $\sigma_f(\gamma) = 1,45 \pm 0,15$ и $1,40 \pm 0,15$. |
| Ядерный взрыв | | | | До 10 кэВ - сечение реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$; выше 10 кэВ - $\sigma_f^{235\text{U}}$ | Пролетный путь 305 м. |
| | | | | | $\sigma_f = 2; 1,8; 1,8$ и $2,6$ бари соответственно |
| | | | | | Сечение ниже, чем в работе [1204]. |
| Ядерный взрыв "Физика-8" | | | | | Приводятся $\sigma_f(E)$ и $\sigma_{\text{пр}}(E)$ (для естественной смеси) в области энергий до 300 эВ. |
| Ядерный взрыв | | | | | Приводятся только значения σ_f . |
| Ядерный взрыв | < 1 нсек/м | | | | |
| MTR прерыватель системных нейтронов | До 1 эВ $2,3$ мсек/м | | | | Приводятся $\sigma_{\text{tot}}(E)$ до 1 эВ. |

ТАБЛИЦА РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ $\lambda = 244$ МЯРИЙ

| I | E | N | F | F | SIG | RI | RI |
|-----|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|------------|
| | | | | | MAX | G | F |
| | (35) | (38) | (38) | (38) | (БАРН) | (БАРН) | (БАРН) |
| 1. | .1480E 01 | .5330E-04 | .3700E-01 | .2100E-02 | .3778E 04 | | |
| 2. | .7670E 01 | .9700E-02 | .3610E-01 | .1900E-02 | .7168E 05 | .5255E 03 | .1462E 02 |
| 3. | .1678E 02 | .1840E-02 | .3700E-01 | .1400E-02 | .7168E 04 | .2483E 02 | .9437E 00 |
| 4. | .2295E 02 | .8830E-03 | .3500E-01 | .3600E-02 | .2574E 04 | .6194E 01 | .6407E 00 |
| 5. | .3499E 02 | .3560E-02 | .3320E-01 | .2000E-02 | .6905E 04 | .1029E 02 | .6228E 00 |
| 6. | .5278E 02 | .6000E-03 | .3500E-01 | .1650E-02 | .8028E 03 | .8362E 00 | .3960E-01 |
| 7. | .6799E 02 | .5700E-03 | .2000E-01 | .2400E-02 | .9601E 03 | .4436E-00 | .5348E-01 |
| 8. | .8596E 02 | .2300E-01 | .3000E-01 | .5900E-03 | .1313E 05 | .7200E 01 | .1422E-00 |
| 9. | .9612E 02 | .7000E-02 | .5100E-01 | .1940E-02 | .3196E 04 | .2664E 01 | .1018E-00 |
| 10. | .1328E 03 | .1320E-01 | .4600E-01 | .1400E-02 | .4314E 04 | .2348E 01 | .7177E-01 |
| 11. | .1391E 03 | .2480E-02 | .3000E-01 | .2800E-02 | .1329E 04 | .4503E-00 | .4222E-01 |
| 12. | .1712E 03 | .3200E-02 | .3400E-01 | .1230E-02 | .1279E 04 | .3991E-00 | .1450E-01 |
| 13. | .1816E 03 | .9400E-02 | .3400E-01 | .2000E-02 | .2999E 04 | .8820E 00 | .5212E-01 |
| 14. | .1970E 03 | .3230E-01 | .5000E-01 | .1100E-02 | .5171E 04 | .2062E 01 | .4556E-01 |
| 15. | .2098E 03 | .4400E-01 | .3400E-01 | .5000E-03 | .7028E 04 | .1789E 01 | .2643E-01 |
| 16. | .2201E 03 | .4100E-01 | .5200E-01 | .1530E-02 | .5183E 04 | .1924E 01 | .5686E-01 |
| 17. | .2300E 03 | .2100E-01 | .5000E-01 | .4500E-03 | .3354E 04 | .1143E 01 | .1033E-01 |
| 18. | .2349E 03 | .3900E-02 | .4100E-01 | .8700E-03 | .9542E 03 | .2616E-00 | .5577E-02 |
| 19. | .2427E 03 | .1300E-02 | .3700E-01 | .2200E-02 | .3479E 03 | .8331E-01 | .4976E-02 |
| 20. | .2649E 03 | .1140E-01 | .4000E-01 | .9100E-03 | .2164E 04 | .5133E 00 | .1173E-01 |
| 21. | .2741E 03 | .2070E-01 | .3500E-01 | .5000E-03 | .3535E 04 | .7090E 00 | .1017E-01 |
| 22. | .3168E 03 | .5700E-02 | .3500E-01 | .2900E-03 | .1155E 04 | .2004E-00 | .1668E-02 |
| 23. | .3295E 03 | .2450E-01 | .4500E-01 | .3500E-03 | .2800E 04 | .6007E 00 | .4693E-02 |
| 24. | .3436E 03 | .3640E-01 | .3000E-01 | .9800E-03 | .4136E 04 | .5672E 00 | .1861E-01 |
| 25. | .3531E 03 | .1160E-00 | .3500E-01 | .1230E-02 | .5676E 04 | .8837E 00 | .3171E-01 |
| 26. | .3617E 03 | .2840E-01 | .4200E-01 | .1200E-02 | .2985E 04 | .5261E 00 | .1510E-01 |
| 27. | .3644E 03 | .8000E-02 | .3900E-01 | .2150E-02 | .1175E 04 | .1975E-00 | .1094E-01 |
| 28. | .3862E 03 | .2610E-01 | .3000E-01 | .1100E-02 | .3113E 04 | .3799E-00 | .1272E-01 |
| 29. | .3976E 03 | .2000E-01 | .3900E-01 | .6800E-03 | .2217E 04 | .3416E-00 | .5983E-02 |
| 30. | .4150E 03 | .2020E-01 | .3500E-01 | .2400E-03 | .2309E 04 | .3059E-00 | .2108E-02 |
| 31. | .4206E 03 | .1080E-00 | .3300E-01 | .8700E-03 | .4761E 04 | .5868E 00 | .1554E-01 |
| 32. | .4269E 03 | .1700E-01 | .1900E-01 | .2600E-03 | .2889E 04 | .2028E-00 | .2776E-02 |
| 33. | .4434E 03 | .7650E-01 | .4100E-01 | .9100E-03 | .3833E 04 | .5567E 00 | .1241E-01 |
| 34. | .4709E 03 | .1060E-00 | .4600E-01 | .2920E-02 | .3837E 04 | .5888E 00 | .2983E-01 |
| 35. | .4889E 03 | .1850E-01 | .2000E-01 | .3800E-03 | .2560E 04 | .1645E-00 | .3140E-02 |
| 36. | .4919E 03 | .5780E-01 | .3300E-01 | .4400E-03 | .3383E 04 | .3565E-00 | .4776E-02 |
| 37. | .5124E 03 | .1230E-00 | .4100E-01 | .2100E-03 | .3845E 04 | .4833E-00 | .2487E-02 |
| 38. | .5205E 03 | .3318E-01 | .2800E-01 | .2688E-02 | .2648E 04 | .2237E-00 | .1670E-01 |
| 39. | .5964E 03 | .1700E-01 | .3700E-01 | .1000E-02 | .1368E 04 | .1328E-00 | .3607E-02 |
| 40. | .6124E 03 | .3000E-01 | .3700E-01 | .1000E-02 | .1895E 04 | .1798E-00 | .4883E-02 |
| 41. | .6200E 03 | .2700E-01 | .3700E-01 | .8800E-03 | .1768E 04 | .1657E-00 | .3599E-02 |
| 42. | .6278E 03 | .7000E-02 | .3700E-01 | .5000E-03 | .6591E 03 | .6102E-01 | .8283E-03 |
| 43. | .6379E 03 | .1080E-01 | .3700E-01 | .7000E-03 | .8646E 03 | .7876E-01 | .11407E-02 |
| 44. | .6469E 03 | .1200E-00 | .3700E-01 | .6800E-03 | .3095E 04 | .2780E-00 | .5153E-02 |
| 45. | .6524E 03 | .8100E-01 | .3700E-01 | .1000E-03 | .2762E 04 | .2464E-00 | .6689E-03 |
| 46. | .6913E 03 | .1300E-01 | .3700E-01 | .8000E-03 | .9737E 03 | .8186E-01 | .1778E-02 |
| 47. | .6953E 03 | .1600E-01 | .3700E-01 | .7000E-03 | .1127E 04 | .9422E-01 | .1791E-02 |
| 48. | .7045E 03 | .6400E-01 | .3700E-01 | .1500E-02 | .2331E 04 | .193E-00 | .7833E-02 |
| 49. | .7128E 03 | .2000E-01 | .3700E-01 | .2000E-03 | .1290E 04 | .1052E-00 | .5713E-03 |
| 50. | .7316E 03 | .6000E-01 | .3700E-01 | .1700E-03 | .2220E 04 | .1764E-00 | .8141E-02 |
| 51. | .7460E 03 | .4000E-02 | .3700E-01 | .1800E-02 | .5311E 03 | .2579E-01 | .1121E-02 |
| 52. | .7597E 03 | .1200E-00 | .3700E-01 | .3700E-03 | .2644E 04 | .2022E-00 | .9335E-03 |
| 53. | .7786E 03 | .7200E-01 | .3700E-01 | .1700E-02 | .2197E 04 | .1640E-00 | .7571E-02 |
| 54. | .7901E 03 | .4000E-02 | .3700E-01 | .1700E-02 | .3119E 03 | .2294E-01 | .1059E-02 |
| 55. | .7975E 03 | .2000E-02 | .3700E-01 | .3700E-02 | .1545E 03 | .1126E-01 | .1131E-02 |
| 56. | .8015E 03 | .7000E-02 | .3700E-01 | .5100E-02 | .4871E 03 | .3528E-01 | .2969E-02 |
| 57. | .8158E 03 | .1100E-01 | .3700E-01 | .3600E-02 | .6954E 03 | .4955E-01 | .4036E-02 |
| 58. | .8230E 03 | .2800E-01 | .3700E-01 | .9300E-02 | .1204E 04 | .8506E-01 | .2140E-01 |
| 59. | .8463E 03 | .6000E-02 | .3700E-01 | .1700E-02 | .4172E 03 | .2865E-01 | .1322E-02 |
| 60. | .8579E 03 | .3300E-01 | .3700E-01 | .1400E-02 | .1417E 04 | .9600E-01 | .3649E-02 |
| 61. | .8658E 03 | .1500E-01 | .3700E-01 | .4100E-02 | .8125E 03 | .5656E-01 | .6073E-02 |
| 62. | .8720E 03 | .2300E-01 | .3700E-01 | .1000E-02 | .1137E 04 | .7581E-01 | .2058E-02 |
| 63. | .8849E 03 | .6200E-01 | .3700E-01 | .2000E-03 | .1858E 04 | .1220E-00 | .6626E-03 |
| 64. | .8997E 03 | .1280E-00 | .3700E-01 | .1400E-03 | .2266E 04 | .1464E-00 | .5564E-03 |
| 65. | .9140E 03 | .1200E-00 | .3700E-01 | .6000E-03 | .2191E 04 | .1393E-00 | .2270E-02 |
| 66. | .9263E 03 | .1900E-01 | .3700E-01 | .5000E-03 | .9549E 03 | .5992E-01 | .8134E-03 |
| 67. | .9469E 03 | .3400E-01 | .3700E-01 | .4000E-03 | .1323E 04 | .8119E-01 | .8818E-03 |
| 68. | .9715E 03 | .1200E-00 | .3700E-01 | .3500E-03 | .2065E 04 | .1235E-00 | .1174E-02 |

HIC= 601.03
HIF= 17.81

| I | NU | E | G | L | R |
|---|-----|-------|-------|---|------|
| 1 | 244 | 1.000 | 1.000 | | 8.44 |

26 - групповые константы, барн

| № № гр. | И з о т о п | $Pu - 238$ | | $Am - 243$ | | $Cm - 244$ | |
|---------|------------------------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| | | Е, эВ | σ_c | σ_f | σ_c | σ_f | σ_c |
| 1 | (6,5 - 10,5).10 ⁶ | 2,5 | 0,004 | 2,0 | 0,013 | 2,2 | 0,008 |
| 2 | (4,0 - 6,5).10 ⁶ | 2,2 | 0,008 | 1,4 | 0,028 | 2,0 | 0,007 |
| 3 | (2,5 - 4,0).10 ⁶ | 2,2 | 0,013 | 1,4 | 0,064 | 2,0 | 0,018 |
| 4 | (1,4 - 2,5).10 ⁶ | 2,2 | 0,027 | 1,4 | 0,17 | 1,9 | 0,04 |
| 5 | (0,8 - 1,4).10 ⁶ | 2,1 | 0,05 | 0,98 | 0,38 | 2,0 | 0,04 |
| 6 | (0,4 - 0,8).10 ⁶ | 1,6 | 0,10 | 0,09 | 0,59 | 0,8 | 0,23 |
| 7 | (0,2 - 0,4).10 ⁶ | 0,98 | 0,19 | 0,01 | 0,70 | 0,08 | 0,38 |
| 8 | (0,1 - 0,2).10 ⁶ | 0,70 | 0,34 | 0 | 0,96 | 0,04 | 0,45 |
| 9 | (46,5- 100).10 ³ | 0,66 | 0,6 | | 1,4 | 0,04 | 0,7 |
| 10 | (21,5-46,5).10 ³ | 0,73 | 1,0 | | 2,0 | 0,05 | 1,1 |
| 11 | (10 -21,5).10 ³ | 0,81 | 1,7 | | 2,7 | 0,06 | 1,4 |
| 12 | (4,65-10).10 ³ | 0,97 | 2,3 | | 3,9 | 0,07 | 2,1 |
| 13 | (2,15-4,65).10 ³ | 1,2 | 3,6 | | 6,0 | 0,09 | 3,3 |
| 14 | (1-2,15).10 ³ | 1,6 | 4,0 | | 9,2 | 0,12 | 5,4 |
| 15 | 465 - 1000 | 2,5 | 7,0 | | 13 | 0,20 | 8,5 |
| 16 | 215 - 465 | 4,6 | 14,4 | | 20 | 0,38 | 15,9 |
| 17 | 100 - 215 | 5,0 | 29,8 | | 32 | 0,33 | 18,4 |
| 18 | 46,5- 100 | 4,6 | 10,7 | | 45 | 0,44 | 14,6 |
| 19 | 21,5- 46,5 | 0,1 | 0,5 | | 63 | 1,64 | 21,4 |
| 20 | 10 - 21,5 | 2,5 | 52 | | 100 | 1,27 | 38,4 |
| 21 | 4,65- 10 | 1,5 | 6,4 | | 140 | 19 | 684 |
| 22 | 2,15- 4,65 | 1,6 | 47,5 | | 66 | 0,19 | 2,81 |
| 23 | 1,00- 2,15 | 0,2 | 5,5 | 1750 | | 0,15 | 1,98 |
| 24 | 0,465-1,00 | 0,6 | 19 | | 80 | 0,19 | 2,8 |
| 25 | 0,215-0,465 | 2,1 | 58 | | 42 | 0,28 | 3,7 |
| 26 | 0,0253 | 17 | 545 | | 75 | 1,1 | 18,4 |

Таблица 14

21-групповые константы, барн

| № № гр. | И з о т о п | $^{238}_{94}Pu$ | | $^{243}_{95}Am$ | | $^{244}_{96}Cm$ | |
|---------|------------------------------|-----------------|------------|-----------------|------------|-----------------|------------|
| | | σ_c | σ_f | σ_c | σ_f | σ_c | σ_f |
| 1 | (6,5 + 10,5).10 ⁶ | 0,004 | 2,5 | 0,013 | 2,0 | 0,008 | 2,2 |
| 2 | (4,0 + 6,5).10 ⁶ | 0,008 | 2,2 | 0,028 | 1,4 | 0,007 | 2,0 |
| 3 | (2,5 + 4,0).10 ⁶ | 0,013 | 2,2 | 0,064 | 1,4 | 0,018 | 2,0 |
| 4 | (1,4 + 2,5).10 ⁶ | 0,027 | 2,2 | 0,17 | 1,4 | 0,04 | 1,9 |
| 5 | (0,8 + 1,4).10 ⁶ | 0,05 | 2,1 | 0,38 | 0,98 | 0,10 | 2,0 |
| 6 | (0,4 + 0,8).10 ⁶ | 0,10 | 1,6 | 0,59 | 0,09 | 0,23 | 0,8 |
| 7 | (0,2 + 0,4).10 ⁶ | 0,19 | 0,98 | 0,70 | 0,01 | 0,38 | 0,08 |
| 8 | (0,1 + 0,2).10 ⁶ | 0,34 | 0,70 | 0,96 | 0 | 0,45 | 0,04 |
| 9 | (50 + 100).10 ³ | 0,55 | 0,65 | 1,4 | | 0,07 | 0,64 |
| 10 | (25 + 50).10 ³ | 0,9 | 0,73 | 1,9 | | 1,0 | 0,68 |
| 11 | (10 + 25).10 ³ | 1,6 | 0,79 | 2,6 | | 1,4 | 1,18 |
| 12 | (1,82+ 10).10 ³ | 3,0 | 1,1 | 5,2 | | 2,9 | 0,38 |
| 13 | 407+ 1820 | 6,3 | 2,2 | 12 | | 7,6 | 0,18 |
| 14 | 150+ 407 | 18,6 | 5,1 | 23 | | 13,6 | 0,34 |
| 15 | 55,1+ 150 | 23,8 | 3,0 | 41 | | 13,1 | 0,41 |
| 16 | 20,3+ 55,1 | 0,44 | 0,06 | 62 | | 17,4 | 1,1 |
| 17 | 7,45+ 20,3 | 44 | 3,3 | 114 | | 53,1 | 1,11 |
| 18 | 2,74+ 7,45 | 35 | 1,1 | 110 | | 21,1 | 0,71 |
| 19 | 1,01+ 2,74 | 6,1 | 0,2 | 1345 | | 2,08 | 0,1 |
| 20 | 0,67+ 1,01 | 13,4 | 0,4 | 124 | | 1,8 | 0,1 |
| 21 | 0,0253 | 545 | 17 | 75 | | 10,4 | 1,1 |

ФОРМАТНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ МАШИНОЙ БИБЛИОТЕКИ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ

Б.М.Бичков, С.М.Насырова, В.Н.Манюкин, В.П.Влатонов

Abstract - Аннотация

A FORMAT TRANSFORMATION OF THE INFORMATION FROM THE EXPERIMENTAL NEUTRON DATA LIBRARY. A computational format for presentation of the Exchange Format library information is described. The scheme of transformation into this format is given briefly.

ФОРМАТНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ МАШИНОЙ БИБЛИОТЕКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ. В работе описан унифицированный формат, в который преобразуется информация из машинной библиотеки в Обменном формате. Приведена краткая схема этого преобразования.

Введение. В работе дано описание форматного преобразования информации, содержащейся в машинной библиотеке экспериментальных нейтронных данных Центра по ядерным данным для вывода на графоэкранный терминал и использования в различных программах обработки в процессе оценки. Это преобразование заключается в переводе необходимой информации из Обменного формата в некоторый промежуточный формат, называемый далее в тексте унифицированным форматом. Необходимость такого преобразования связана с тем, что форматом машинной библиотеки экспериментальных нейтронных данных ЦЯД является Обменный формат (ЭКСФОР) [1,2], правила которого допускают большое разнообразие форм записи информации, что удобно для компиляции исходного материала, но создает некоторые трудности при оперировании этими данными на ЭВМ. Процедура форматного преобразования включает поиск и извлечение необходимой информации с библиотечной ленты, преобразование данных из Обменного формата в унифицированный формат и запись результатов на магнитную ленту пользователя. Преобразование осуществляется для величин, зависящих от одной переменной (сечения) и величин, зависящих от нескольких переменных (дифференциальные и дваждыдифференциальные сечения). Ниже дан пример записи в Обменном формате, краткое описание унифицированного формата и алгоритма перевода информации. Комплекс программ, осуществляющий преобразование из формата в формат написан на языке ФОРТРАН [3] и поставлен на ЭВМ М-222 Центра по ядерным данным.

Пример записи в Обменном формате. Общая структура Обменного формата описана в работах [1,2]. Ниже приводится пример записи работы по измерению полного сечения взаимодействия нейтронов с ядром хрома в Обменном формате.

| | REDEZ | P | 0020 |
|-----------|---|----------|--------|
| ENTRY | | 10225 | 731024 |
| SUBENT | | 10225001 | 731024 |
| BIB | | 12 | 17 |
| INSTITUTE | (1USABET) | | |
| AUTHOR | (L.GREEN, J.A.MITCHELL) | | |
| REFERENCE | (C. 71KNOX,1,325,7103) | | |
| | (R.WAFO-TM-1073,7304) | | |
| | (W.GREEN,730213) DATA REC D ON TAPE. | | |
| TITLE | TOTAL CROSS SECTION MEASUREMENTS WITH A CP-252 TIME OF FLIGHT SPECTROMETER. | | |
| N-SOURCE | (CP-252) CP-252 SPONTANEOUS FISSION SOURCE | | |
| ENC-SPECT | ENERGY RESOLUTION INCREASES FROM 3 PERCENT AT 0,5 MEV TO 5,5 PERCENT AT 10 MEV. | | |

METHOD (TOP) TIME-OF-FLIGHT. 3. 7-M FLIGHT PATH.
DETECTOR (LSCIN) NE-213 LIQUID SCINTILLATOR.
STANDARD CROSS SECTIONS ABSOLUTE, ENERGY SCALE NORMALIZED TO POSITION OF CARBON
RESONANCES
ERR-ANALYS DATA ERROR GIVEN IS STATISTICAL ERROR ONLY.
STATUS (APRVD) APPROVED BY AUTHOR.
HISTORY (730815C)
ENDBIB 17
COMMON 1
EN-RSL
NSEC/M
0,5
ENDCOMMON
ENDSUBENT
SUBENT 10225021 730822
BIB 2 2
ISO-QUANT (24-CR-0, TOT)
SAMPLE 0,2792 ATOMS/BARN
ENDBIB 2
NOCOMMON
DATA 3 218
EN DATA DATA-ERR
MEV B B
1.001E+00 2.519E+00 7.692E-02
1.007E+00 2.305E+00 1.007E-01
1.013E+00 2.394E+00 6.680E-02
1.020E+00 2.412E+00 5.762E-02
1.026E+00 2.503E+00 6.414E-02
1.032E+00 2.603E+00 4.622E-02
1.039E+00 2.652E+00 6.525E-02
1.045E+00 2.837E+00 4.727E-02
1.052E+00 2.874E+00 6.685E-02
1.058E+00 2.964E+00 5.870E-02

Описание Унифицированного формата. Единицей информации для Унифицированного формата является данные по одному сечению для отдельного изотопа из данной публикации. Числовая информация в Унифицированном формате располагается построчно. Количество позиций для каждой колонки (каждого типа данных) и схема расположения информации в Унифицированном формате приведены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1

Унифицированный формат для сечений, зависящих от одной переменной

| Номер колонки | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|----------------|------|-------|-------|------------------|------------------|---------------|
| Номера позиций | 1-11 | 12-22 | 23-33 | 34-44 | 45-55 | 56-66 |
| Тип данных | E | Δ E | σ | + Ошибка сечения | - Ошибка сечения | Идентификатор |

1. Начальная энергия нейтрона (эВ).
2. Разрешение по энергии нейтрона (эВ).
3. Сечение взаимодействия (барны).
4. Положительная ошибка сечения (барны).
5. Отрицательная ошибка сечения (барны).
6. Идентификатор информации.

Таблица 2

Унифицированный формат для сечений, зависящих от нескольких переменных

| Номер колонки | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---------------|------|------------|-------|---------------|----------------|------------------------|------------------------|---------------|
| Виды данных | I-II | 13-22 | 23-33 | 34-44 | 45-55 | 56-66 | 67-77 | 78-88 |
| Тип данных | E | ΔE | Q | $\cos \theta$ | $\bar{\sigma}$ | $+\Delta \bar{\sigma}$ | $-\Delta \bar{\sigma}$ | Идентификатор |

1. Начальная энергия нейтрона в системе центра масс (эВ).
2. Разрешение по энергии (эВ).
3. Энергия реакции (эВ).
4. Косинус угла вылета продуктов реакции в системе центра масс.
5. Сечение реакции (барн/стерадиан или барн/стерадиан (эВ)).
6. Положительная ошибка в сечении.
7. Отрицательная ошибка в сечении.
8. Идентификатор информации.

Идентификатор информации представляет собой код из четырех символов и присваивается единице информации. На магнитной ленте с информацией в Унифицированном формате в первых зонах записывается каталог этой информации. Каталог содержит следующие сведения для каждой единицы информации:

- 1) фамилию первого автора работы;
- 2) ссылку на публикацию в кодах Обменного формата;
- 3) источник;
- 4) тип сечения в кодах Обменного формата;
- 5) идентификатор данной единицы информации;
- 6) номера начальной и конечной зон, в которых эта информация содержится;
- 7) число заполненных строк в конечной зоне.

Схема преобразования информации в Унифицированный формат. Комплекс программ форматного преобразования информации выполняет следующие операции:

а) выдает на печать содержание секции BIB и выбирает информацию по ключевым словам AUTHOR, REFERENCE и ISO-QUANT для каталога Унифицированного формата;

б) анализирует содержание секции COMMON и размерности содержащихся в ней величин. Обратные величины приводятся к одной размерности и записываются в Унифицированный формат. Там, где это необходимо, проводятся дополнительные вычисления, например, перевод относительной ошибки в абсолютную, перевод данных из лабораторной системы в систему центра масс и т.д.;

в) анализирует содержание секции DATA, приводит числовые данные к установленной размерности и записывает на магнитную ленту в соответствующие позиции Унифицированного формата. В случае отсутствия в Обменном формате предусмотренной Унифицированным форматом информации соответствующие колонки Унифицированного формата остаются пустыми.

В таблице 3 показан результат перевода информации, заключенной в секции DATA Обменного формата (см. пример записи в Обменном формате) в Унифицированный формат.

Таблица 3

Пример записи в Унифицированном формате

| E_n , эВ | ΔE_n , эВ | $\bar{\sigma}$, барн | $+\Delta \bar{\sigma}$, барн | $-\Delta \bar{\sigma}$, барн | Индекс |
|------------|-------------------|-----------------------|-------------------------------|-------------------------------|--------|
| 1,001+006 | 1,392+004 | 2,519+000 | 7,692-002 | 7,692-002 | 0В001 |
| 1,007+006 | 1,405+004 | 2,305+000 | 1,007-001 | 1,007-001 | 0В001 |
| 1,013+006 | 1,417+004 | 2,394+000 | 6,680-002 | 6,680-002 | 0В001 |
| 1,020+006 | 1,432+004 | 2,412+000 | 5,762-002 | 5,762-002 | 0В001 |
| 1,026+006 | 1,445+004 | 2,503+000 | 6,414-002 | 6,414-002 | 0В001 |
| 1,032+006 | 1,457+004 | 2,603+000 | 4,622-002 | 4,622-002 | 0В001 |
| 1,039+006 | 1,472+004 | 2,652+000 | 6,525-002 | 6,525-002 | 0В001 |
| 1,045+006 | 1,485+004 | 2,837+000 | 4,727-002 | 4,727-002 | 0В001 |
| 1,052+006 | 1,500+004 | 2,874+000 | 6,685-002 | 6,685-002 | 0В001 |
| 1,058+006 | 1,513+004 | 2,964+000 | 5,870-002 | 5,870-002 | 0В001 |

ЛИТЕРАТУРА

1. M.D.Goldberg "Numerical Data Libraries of the National Neutron Cross-Section Center".
Proc. of Conference Neutron Cross-Sections and Technology, Knoxville, vol.1,339,1971.
2. Бычков Е.М., Манохин В.Н., Сургутанов Е.В. Сборник "Ядерные константы",1975, в.19,
с. 161.
3. Система математического обеспечения "Дубна-ВНИИГеофизика" для ЭВМ БЭСМ-4 и М-220.
Москва, 1973.

В.М.Бычков, С.М.Насирова, Б.Н.Манохин

Abstract - Аннотация

THE AUTOMATIZED CARD INDEX OF THE EXPERIMENTAL WORKS ON NEUTRON PHYSICS. The automatized card index of the experimental works on neutron physics published in USSR and suitable for compiling into Exchange Format for the Computer experimental neutron data library is described in this paper.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ КАРТОТЕКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКЕ. В работе описана автоматизированная картотека экспериментальных работ по нейтронной физике, опубликованных в СССР и подлежащих реферированию в обменный формат для ввода в машинную библиотеку экспериментальных нейтронных данных.

В в е д е н и е

Центр по ядерным данным (Обнинск) реферировал все опубликованные в СССР экспериментальные работы по нейтронной физике и записывает их в обменном формате (ЭКССОР) на магнитные ленты для машинной библиотеки экспериментальных нейтронных данных [1]. В настоящей статье описана автоматизированная картотека этих работ, которая позволяет с помощью ЭВМ вести учет подлежащих реферированию работ и контролировать процесс их прохождения с момента поступления в Центр по ядерным данным до записи в обменном формате на магнитные ленты. Картотека представляет собой набор записанных на магнитную ленту карт, каждая из которых в виде системы ключевых слов, кодов и свободного текста содержит следующую информацию об экспериментальной работе: фамилия авторов, название работы, ссылка, институт, краткое описание работы и служебную информацию для контроля прохождения работ в процессе реферирования. Связанный с картотекой комплекс программ позволяет осуществлять проверку и исправление записанной информации, поиск и просмотр работ по ключевым словам и кодам. Структура формата информационной карты, ключевые слова и большинство кодов совпадают со структурой, ключевыми словами и кодами обменного формата. Это позволило использовать ряд программ обслуживающих машинную библиотеку экспериментальных данных в обменном формате [2].

В настоящее время картотека содержит около 400 информационных карт.

Формат картотеки

Картотека представляет собой набор информационных карт (см. приложение). Информационная карта позволяет записывать 30 строк буквенно-цифровой информации по 80 символов в каждой строке. Запись информации осуществляется в виде ключевых слов, машинных кодов и свободного текста. Ключевые слова указывают тип информации и записываются в позициях I-II. Информация, соответствующая данному ключевому слову, записывается с помощью кодов и/или свободным текстом в позициях I₂-66. Коды заключаются в скобки. Перечень ключевых слов и информация о кодах дана ниже:

1. **INSTITUTE** . Код для этого ключевого слова определяет название института, в котором выполнена работа. В качестве словаря кодов используется словарь обменного формата.
2. **AUTHOR** . Под этим ключевым словом записываются фамилии всех авторов статьи. Фамилии заключены в скобки и выполняют функции кодов.
3. **REFERENCE** . Это ключевое слово определяет ссылку. Код записывается в виде (ХХУУ), где ХХ - год, УУ - месяц публикации (например, 7205 - май 1975 года). Свободным текстом записывается название издания, выпуск и страница.
4. **HISTORY** . Информация, соответствующая этому ключевому слову, указывает на этапы процесса ввода работы в машинную библиотеку (получение числовых данных, реферирование, запись на ленту, проверка и т.д.), код содержит дату и символ этапа.

5. **STATUS** . Соответствующий код указывает наличие числового материала в статье.
6. **TITLE** . Под этим ключевым словом записывается название статьи свободным текстом.
7. **COMMENT** . Дается краткое содержание данной работы.
8. **COPY** . Соответствующий код содержит информацию о наличии копии данной работы в Центре по ядерным данным.

Каждая информационная карта начинается ключевым словом **ENTRY** и заканчивается ключевым словом **ENDENTRY** . Ключевые слова **SUBENT** , **ENDSUBENT** , **BIB** , **ENDBIB** введены только для сохранения структуры записи, соответствующей структуре обменного формата.

Информационные карты записываются на магнитную ленту. Структура записи, ключевые слова и коды проверяются программой проверки. Найденные ошибки исправляются с помощью программы, обслуживающих машинную библиотеку экспериментальных данных.

Работа с картотекой

Комплекс программ обслуживания картотеки написан в основном на языке **FORTRAN** и частично на языке **АССЕМБЛЕР** для системы математического обеспечения "Дубна-ВНИИГеодизика" [3] для ЭВМ М-222. Работа комплекса предусмотрена в двух режимах: поиска по ключевым словам и проверки. При работе в режиме проверки осуществляется проверка наличия и правильности записи ключевых слов **INSTITUTE** , **AUTHOR** , **REFERENCE** , **HISTORY** и их кодов. При работе в режиме проверки на печать выводится ключевое слово, в строке которого обнаружена ошибка, содержимое соответствующей карты и ее номер зоны на ленте.

При работе в режиме поиска на печать выводится содержание соответствующих информационных карт полностью или только строка **ENTRY** этих карт. Для работы программы в режиме поиска задается на перфокартах в символьном представлении следующая исходная информация: перечень ключевых слов, по которым производится поиск, режим распечатки (вся карта или только строка), количество фамилий авторов и коды тех ключевых слов, по которым ведется поиск.

Комплекс программ картотеки позволяет выполнять (в отдельности или в комбинации) следующие операции:

1. Поиск статей по автору или группе авторов.
2. Поиск всех работ, выполненных в данном институте.
3. Поиск работ по времени их опубликования.

Контроль за процессом ввода работ в обменный формат осуществляется путем анализа информации, записанной под ключевыми словами **HISTORY** , **STATUS** и **COPY** . Для исключения дублирования в библиотеке ЭКФОР работы, опубликованной в нескольких изданиях, информация о вновь поступившей работе сравнивается с имеющейся в картотеке информацией.

В процессе ввода работ в библиотеку отметка о выполнении соответствующего этапа вносится в информационную карту и затем на магнитную ленту.

Л и т е р а т у р а

1. Бычков В.М., Манохин В.Н., Сургутанов В.В. Машинная библиотека экспериментальных нейтронных данных. Сб.: "Ядерные константы", Атомиздат, 1975, в.19.
2. Сургутанов В.В., Манохин В.Н. Комплекс программ формирования машинной библиотеки экспериментальных нейтронных данных в обменном формате. Сб.: Ядерно-физические исследования в СССР, Атомиздат, 1975, в.20.
3. Система математического обеспечения "Дубна-ВНИИГеодизика" для ЭВМ БЭСМ-4 и М-222. Под редакцией В.С.Исаева. Москва, 1973.

| | | | |
|----|-----------|--|---------------------------|
| 1 | ENTRY | 90110 | 740322 |
| 2 | | | |
| 3 | SUBENT | 90110001 | 740322 |
| 4 | | | |
| 5 | BIB | 7 | |
| 6 | | | |
| 7 | STATUS | (M) | ДАННЫЕ ПРИВЕДЕНЫ ЧАСТИЧНО |
| 8 | | | |
| 9 | INSTITUTE | (4ZZZDUB) | |
| 10 | | | |
| 11 | AUTHOR | (КОНАС, ПОПОВ, ФЕНИН) | |
| 12 | | | |
| 13 | TITLE | РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ С A=140-200 | |
| 14 | | | |
| 15 | REFERENCE | (6803) | ЯД. ФИЗ. 7, (3), 493. |
| 16 | | | |
| 17 | HISTORY | (740322P) | |
| 18 | | | |
| 19 | | (740610C) | EXFOR 40110 |
| 20 | | | |
| 21 | COMMENT | ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ | |
| 22 | | С ЭНЕРГИЕЙ ДО 50 КЭВ ЯДРАМИ EU, EU-153, HO-165 И LI. | |
| 23 | | | |
| 24 | | | |
| 25 | ENDBIB | 9 | |
| 26 | | | |
| 27 | ENDSUBENT | | |
| 28 | | | |
| 29 | ENDENTRY | | |
| 30 | | | |

СИСТЕМА ПЕРЕРАБОТКИ ФАЙЛОВ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ, ПРЕДСТАВЛЕННЫХ В ПЕРФОКАРТНОМ ФОРМАТЕ

П.Вортек

Центральный институт физических исследований, Будапешт, ВНР

Abstract - Аннотация

THE RETRIVAL SYSTEM FOR THE NUCLEAR DATA FILES PRESENTED IN A CARD IMAGE FORMAT. The computer code system for retrieving of evaluated nuclear data in a arbitrarily card image format is described.

СИСТЕМА ПЕРЕРАБОТКИ ФАЙЛОВ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ, ПРЕДСТАВЛЕННЫХ В ПЕРФОКАРТНОМ ФОРМАТЕ. Описана система программ для переработки оцененных ядерных данных, представленных в произвольном перфокартном формате.

I. Введение

Наборы данных, описывающих ядерно-физические свойства материалов, составляют своего рода библиотеку. Носителями информации, хранящейся в такой библиотеке, являются чаще всего перфокарты или магнитные ленты, так что пользоваться ими можно лишь с помощью ЭВМ.

Самая распространенная форма хранения данных есть символьный карточный формат, в котором информация хранится строками по 80 символов.

В мире существуют несколько библиотек оцененных ядерных данных, которые содержат много наборов разного происхождения. Пользователю данных, нежелающему придерживаться исключительно одной библиотеки а желающему использовать данные любой из имеющихся, очень полезно иметь поисковую систему, позволяющую выбрать в каждом конкретном случае необходимый набор.

Описание такой поисковой системы следует ниже вместе с программой на ЭВМ, написанной на языке ФОРТРАН.

Эта работа выполнена была по рекомендации совещания специалистов стран-членов СЭВ по ядерным данным (г. Обнинск, СССР, 19-21 ноября 1974 г.).

2. Основные понятия

В поисковой системе используются следующие понятия:

1. Набор данных (НД): величины, описывающие определенный ядерный процесс.
2. Полный набор: НД, полностью описывающий ядерный процесс для всех энергий, имеющих практическое значение.
3. Связанные наборы: наборы, которые совместно образуют полный набор.
4. Метка набора: каждому НД произвольно, но однозначно присвоено символьное имя, то есть метка. Рекомендуемые имена наборов данных приведены в таблице 2.
5. Местонахождение набора: номер, указывающий где находится набор. В случае хранения на магнитных лентах этот номер указывает на номер лентопротяжки.
6. Происхождение набора: указывается источник данных, либо первичная оценка, либо другая библиотека оцененных данных.
7. Каталогная информация набора (КИН) состоит из обязательной и из произвольной частей. Обязательная часть содержит следующую информацию:
 - порядковый номер ядра; массовое число (по крайней мере, как целое); название типа данных; полнота или связанность; длина набора; происхождение.Произвольная часть может содержать любую символьную (текстовую) информацию, которая может относиться, например, к интервалу энергии, правилу интерполяции и т.д. Рекомендуемый формат КИН находится в таблице 1.

Таблица 1

Формат стандартных карт

| Символ | Формат | Величины |
|-----------------------|----------|--|
| Головная карта | 9A8, 9A9 | 3=KIN// специальный знак для отличия головных карт M - метка LF { для набора: формат данных для каталога: местонахождение НД LD - длина набора или каталожной информации |
| КН | 6A1A | MATN - название материала NTN - название типа NP { 0 полный набор > 0 число связанных типов LD - длина набора NFORM - формат данных NLIV - номер источника |
| КН | 9A8 | Метки связанных типов |
| КН | 9A8 | Произвольная информация |
| Последняя карта файла | 9A8 | C1-произвольное C2-ж END* Остальные слова произвольные |

Таблица 2

Рекомендованная форма меток

| Место символа | Информация |
|---------------|--|
| 1 | Произвольный отличительный признак |
| 2.-4. | Название изотопа |
| 5.-8. | Название типа. Рекомендуется использовать конвенцию, приведенную в [3] |

Пример. AU 351001 - полное сечение уран-235
 BU 351001 - также, только другая оценка.

8. Длина НД или КИН: число карт, необходимое для описания НД или КИН.
 9. Каждому НД или КИН предшествует головная карта. Она содержит: а) метку набора и,
 в случае НД:
 б) формат данных,
 в) длину НД;
 в случае КИН:
 о) местонахождение набора,
 в) длину КИН.

Точный формат головных карт приведен в таблице 1.

10. Центральный каталог содержит КИН всех наборов. Он также находится на магнитной ленте.

11. Список источников содержит все литературные указания относительно данных. Информация о происхождении указывает именно на этот список.

Поисковая система RETRIV

Программа RETRIV может выполнить три рода поисковых заданий.

Задание 1. Задается метка какого-то набора, программа находит соответствующий НД или ИД и переписывает его в какой-нибудь файл. Копируемый файл может быть изменен с помощью пакета модификации.

Задание 2. Задаются любые из величин, находящихся на первой карте КИИ: программа находит все КИИ, содержащие эти заданные величины. Таким образом можно получить информацию, например, о том какие наборы существуют для данного материала.

Задание 3. Помощью выполнения задания 2 соответствующие НД копируются на заданный носитель. Копируемые файлы могут быть изменены с помощью пакета модификации. Файл, в который происходит перепись, может быть либо новым, либо продолжением старого файла.

Файлы данных, использованные в рамках программы RETRIV отличаются от обычных файлов тем, что перед каждым набором находится головная карта. Чтобы избежать модифицирование уже записанных файлов данных, имеется возможность держать головные карты отдельно. Тогда вместе с головной картой приведена первая карта соответствующего набора, по которой мы можем идентифицировать набор. Совокупность головных и первых карт НД будем называть маскирующим файлом.

Ввод программы RETRIV

Общий

| Карта | Формат | Величины |
|-----------|--------|--|
| 1 | I4 | NPROG - номер задания (1,2 или 3) = 0 конец счета |
| Задание 1 | | |
| 1 | 5I4 | NC - лог.номер файла НД, NSM - лог.номер маскирующего файла, (если NSM=NSM, то головные карты находятся в файле данных). NGL - лог.номер файла вывода, NJAV - если NJAV = 0, то файл копируется без изменений, 0 число изменений в пакете модификаций, NPROG { = 0 копирование производится на новый файл { = 1 копирование с продолжением старого файла |
| 2 | 6I4 | LG - длина головной карты, L - длина карт НД, LB1 } размер слова для файла LB2 } LB3 } LR если ≠ 0, то чтение файла НД производится сначала |
| 3 | AB,I4 | MET-метка НД, J- через N*J строк (карт) находится головная карта с меткой MET |

Если NJAV 0, то дальше идет пакет модификаций

Карта 3 повторяется для каждого искомого набора. Если MET = END, то конец задания 1.
Длина карт во всех случаях задается в словах.

| | | |
|---|--------|---|
| | 014 | NGL - лог.номер файла вывода, LB1 - размер блока файла вывода, NPB - число файлов на которых находится исконное ИД, NJAV - если NJAV=0 , то файл копируется без изменений, > 0 число изменений в первом пакете модификаций, = 0 копирование производится на новый файл = 1 копирование с продолжением старого файла |
| 1 | 414,16 | NPF(1,J) - лог.номер файла ИД, NPF(2,J) - лог.номер маскирующего файла, NPF(3,J) - размер блока в файле ИД, NPF(4,J) - размер блока в маскирующем файле, NPF(5,J) - местонахождение ИД |

Далее следуют карты задания 2

Если NJAV > 0 , то дальше идет первый пакет модификаций

| | | |
|-------------------|---------|---|
| Пакет модификаций | | |
| 1 | A8 | MET - метка модифицируемого ИД, |
| 2 | 214, A8 | NSOR, NWORD - параметры, указывающие на место исправления, WORD - исправленное слово |
| 3 | 14 | NJAV - число модификаций в следующем пакете если NJAV=0 , то больше модификаций нет |

Число карт типа 2 равно NJAV .

Смысл параметров NSOR и NWORD

NSOR=0 . Если это первая карта, то исправляется головная карта. В случае дальнейшей модификации составляется добавочная карта.

NSOR < 0 записывается добавочная карта.

При NSOR < 0 всегда NWORD > 0 , что означает номер исправляемого слова в данной карте.

NSOR > 0 , NWORD > 0 изменяется NWORD -ое слово строки

NSOR > 0 , NWORD= 0 новая строка пишется перед строкой

NSOR > 0 , NWORD < 0 строка NSOR не записывается на копируемый файл.

NSOR может быть больше, чем число карт в оригинальном файле. В этом случае происходит дописывание карт к исходному файлу.

4. Подпрограммы программы RETRIU

SUBROUTINE REDNEX (SJ,N,L)

Читает следующую карту, находящуюся на внешнем устройстве N в массив SJ длиной L слов.

SUBROUTINE WRINEX (SJ,N,L)

Выводит массив SJ длиной L слов на внешнее устройство N .

SUBROUTINE SREADM (SJ,N,LB)

Осуществляет чтение/запись массива SJ на внешнее устройство N , LB - размер блока.

SUBROUTINE WRICON (SJ,N,LB)

Готовит файл на внешнем устройстве N к дополнению массивом SJ .

SUBROUTINE WRCLOS (SJ,N,LB)

Скрывает файл копирования.

Предусматривается использование 4-х внешних устройств, не считая ввода с терминала, вывода и печати. Совместная длина блоков не должна превышать 1000 слов. Заменой нескольких карт это ограничение легко может быть отменено. Если после вызова REDNEX/WRINEX L=-1, то это значит, что при операции чтение/запись не удалось найти конца файла.

SUBROUTINE SKIPDA (N,K,GL,LG)

разыскивает K-ую (при K=0 очередную) головную карту. GL - головная карта, содержащая LG слов.

SUBROUTINE DATFIX (GL,SJ,N,MET,LG,L)

разыскивает данные с меткой MET. После вызова GL - головная карта, содержащая LG слов; SJ - первая карта после головной, начинающая массив длиной L слов

SUBROUTINE PRFILE (GL,SJ,N,NOUT,LG,L)

перелисывает карты GL, SJ с внешнего устройства N на внешнее устройство NOUT.

SUBROUTINE SNCOPY (GL,SJ,N,NOUT,LG,L,NJAV)

также как PRFILE, копирует файл, но вводит в него изменения, заданные пакетом модификации. Значение параметров совпадает со значением формальных параметров PRFILE.

SUBROUTINE FIXFIL (SJ,N,L,J)

разыскивает НД (длиной L), первая карта которого совпадает с заданным SJ, если J=0, то первые J карт пропускаются, если J=0, то файл вводится сначала, если J=0, файл сканируется на J карт назад.

Л и т е р а т у р а

1. Вертеп П. Система программ REDGROUP. Отчет ЗР-6, 601/74.
2. Woll D. KFK-880, 1968.
3. Parker K. AWRE 0-70/63, 1963.

Приложение

LIBSAR- ПРОГРАММА ДЛЯ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ГОЛОВНЫХ КАРТ, ОБЯЗАТЕЛЬНОЙ ЧАСТИ И ПЕРВОЙ КАРТЫ НД

Из исходного файла оригинального файла описанных данных, возможно получить ряд карт, необходимых для формирования библиотечки, именно:

головные карты для каталога и для НД,

карты КИИ,

карты НД, необходимые для маскировки.

Формат LIBSAR состоит из одной карты для каждого НД, 248 SN - содержание последнего слова первой карты НД, MET - метка НД.

В первом счете отформатируется КИИ с одинаковым NR ,NFORM, NLIV и местонахождение. Изменять эти величины можно только с изменением подпрограммы CARD , в которой оператор DATA нужно изменить.

Подпрограммы

SUBROUTINE SLOVA (NT1, NT2, NTF)

NT1 - название типа в исходном файле,

NT2 - название типа в библиотеке,

NTF - номер типа формата.

Соответствующие друг другу названия типов и NTF находятся в операторе DATA этой подпрограммы.

SUBROUTINE CARD(ICCAT, ICT, IGSET, MET)

составляет головные карты (ICCAT, IGSET) КИИ (ICT) для одного НД

SUBROUTINE AREB

просчитывает следующую карту на файле описанных данных (см. [I]).

РЕСОНАНСНА РЕТРИВ

| | | |
|----|--|-------|
| | SUBROUTINE REDNEX (SJ,N,L) | 00001 |
| | DIMENSION LC(4) | 00002 |
| | DIMENSION SJ(1),NP(4),KK(4),BF(1000) | 00003 |
| | COMMON/PEIF/NIN,NOUT,NPUN | 00004 |
| | DATA IK/O/,LH/O/,LBUF/1000/,LD/10/, ENST/BH*END* / | 00005 |
| | IS=0 | 00006 |
| | GOTO 1 | 00007 |
| | ENTRY SREO | 00008 |
| | LD=L | 00009 |
| | IK=0 | 00010 |
| | LH=0 | 00011 |
| | RETURN | 00012 |
| | ENTRY SREADM | 00013 |
| | IF(N.EQ.NOUT.OR.N.EQ.NIN.OR.N.EQ.NPUN)RETURN | 00014 |
| | REWIND N | 00015 |
| | LH=LH+L | 00016 |
| | IF(LH.GT.LBUF)GOTO 10 | 00017 |
| | IK=IK+1 | 00018 |
| | NP(IK)=N | 00019 |
| | LC(IK)=L | 00020 |
| | KK(IK)=0 | 00021 |
| | RETURN | 00022 |
| | ENTRY WRCLOS | 00023 |
| | DO 16 I=1,LD | 00024 |
| 16 | SJ(I)=ENST | 00025 |
| | IS=2 | 00026 |
| | GOTO 1 | 00027 |
| | ENTRY CONWRI | 00028 |
| | IS=3 | 00029 |
| | GOTO 1 | 00030 |
| | ENTRY WRINEX | 00031 |
| | IS=1 | 00032 |
| 1 | CONTINUE | 00033 |
| | IF(N.EQ.NOUT)GOTO 11 | 00034 |
| | IF(N.EQ.NIN)GOTO 12 | 00035 |
| | IF(N.EQ.NPUN)GOTO 13 | 00036 |
| | K=1 | 00037 |
| | IK=0 | 00038 |
| 2 | CONTINUE | 00039 |
| | IK=IK+1 | 00040 |
| | IF(NP(IK).EQ.N)GOTO 3 | 00041 |
| | K=K+LC(IK) | 00042 |
| | IF(IK.EQ.4)GOTO 10 | 00043 |
| | GOTO 2 | 00044 |
| 3 | CONTINUE | 00045 |
| | IF(IS.EQ.2)GOTO 20 | 00046 |
| | IF(IS.EQ.3)GOTO 22 | 00047 |
| | BACKSPACE N | 00048 |
| | LCC=LC(IK)/LD | 00049 |
| | KK(IK)=KK(IK)-1 | 00050 |
| | IF(KK(IK).LT.0)KK(IK)=LCC-1 | 00051 |
| | RETURN | 00052 |

| | | |
|----|---|-------|
| 10 | CONTINUE | 00053 |
| | IF(KK(IK))4,4,5 | 00054 |
| 4 | LC=LC(IK) | 00055 |
| | K1=K+LC(IK)-1 | 00056 |
| | IF(LS.EQ.0)BUFFER IN(N,0) (BF(K),BF(K1)) | 00057 |
| | I1=IFUNIT(N) | 00058 |
| | IF(IL.NE.0)GOTO 15 | 00059 |
| 5 | CONTINUE | 00060 |
| | LCC=LC(IK)/LD | 00061 |
| | DO 3 I=1,LD | 00062 |
| | I1=KK(IK)*LD+I | 00063 |
| | I1=I1+K-1 | 00064 |
| | IF(IS.EQ.0)SJ(I)=BF(I1) | 00065 |
| | IF(IS.EQ.1)BF(I1)=SJ(I) | 00066 |
| 8 | CONTINUE | 00067 |
| | KK(IK)=KK(IK)+1 | 00068 |
| | IF(KK(IK).EQ.LCC)KK(IK)=0 | 00069 |
| | IF(KK(IK).GT.0.OR.IS.EQ.0)RETURN | 00070 |
| | IF(IS.EQ.1)GOTO 21 | 00071 |
| 20 | K1=LC(IK)+K-1 | 00072 |
| | I1=KK(IK)*LD+1 | 00073 |
| | I1=I1+K | 00074 |
| | BF(I1)=ENST | 00075 |
| 21 | CONTINUE | 00076 |
| | BUFFER OUT(N,0) (BF(K),BF(K1)) | 00077 |
| | I1=IFUNIT(N) | 00078 |
| | IF(IS.EQ.2)BACKSPACE N | 00079 |
| | RETURN | 00080 |
| 10 | WRITE(NOUT,70)IK,LH | 00081 |
| 70 | FORMAT(22H IOO MUCH PERIPHERIES,216) | 00082 |
| | STOP | 00083 |
| 11 | WRITE(N,71) (SJ(I),I=1,LD) | 00084 |
| 71 | FORMAT (2X,10A8) | 00085 |
| | RETURN | 00086 |
| 13 | CONTINUE | 00087 |
| | WRITE(N,72) (SJ(I),I=1,LD) | 00088 |
| 72 | FORMAT (10A8) | 00089 |
| | RETURN | 00090 |
| 12 | READ(N,50) (SJ(I),I=1,LD) | 00091 |
| 50 | FORMAT(10A8) | 00092 |
| | RETURN | 00093 |
| 15 | L=-1 | 00094 |
| | RETURN | 00095 |
| | END | 00096 |
| | SUBROUTINE SKIPDA(N,K,GL,LG) | 00097 |
| | DIMENSION GL(1),SJ(14) | 00098 |
| | DATA SIM/BH*// /,SIEND/BH*END* /,NOUT/51/ | 00099 |
| | L=LG | 00100 |
| | K1=K | 00101 |
| 1 | CALL REDNEX(SJ,N,L) | 00102 |
| | IF(SJ(2).EQ.STEND)GOTO 2 | 00103 |
| | IF(SJ(1).NE.SIM)GOTO 1 | 00104 |
| | K1=K1-1 | 00105 |
| | IF(K1.GE.0)GOTO 1 | 00106 |
| | DD 3 I=1,L | 00107 |
| 3 | GL(I)=SJ(I) | 00108 |
| | LG=L | 00109 |

| | | |
|----|---|-------|
| | I=K | 00110 |
| | RETURN | 00111 |
| 2 | REWIND P | 00112 |
| | WRITE(NOUT,70)N | 00113 |
| 70 | FORMAT(19H END OF STORAGE ON,14) | 00114 |
| | K1=K1-1 | 00115 |
| | GOTO 1 | 00116 |
| | END | 00117 |
| | SUBROUTINE PRFILE(GL,SJ,N,NOUT,LG,L) | 00118 |
| | DIMENSION SJ(14),GL(14) | 00119 |
| | DECODE(84,50,GL)NREK | 00120 |
| 50 | FORMAT(22X,16) | 00121 |
| | CALL WRINEX(GL,NOUT,LG) | 00122 |
| | DO 1 I=1,NREK | 00123 |
| | CALL WRINEX(SJ,NOUT,L) | 00124 |
| | IF(I,EO,NREK)GOTO 1 | 00125 |
| | CALL REDNEX(SJ,N,L) | 00126 |
| 1 | CONTINUE | 00127 |
| | RETURN | 00128 |
| | END | 00129 |
| | SUBROUTINE WRICON(SJ,N,L) | 00130 |
| | DEMENSION SJ(1) | 00131 |
| | DATA A/8H*END* / | 00132 |
| 1 | CALL REDNEX(SJ,N,L) | 00133 |
| | IF(L.EQ.-1)GOTO 10 | 00134 |
| | IF(SJ(2).NE.A)GOTO 1 | 00135 |
| | CALL CONWRI(SJ,N,L) | 00136 |
| | RETURN | 00137 |
| 10 | REWIND N | 00138 |
| | RETURN | 00139 |
| | END | 00140 |
| | SUBROUTINE CHCOPY(GL,SJ,N,NOUT,LG,L,NJAV) | 00141 |
| | DIMENSION SJ(14),GL(14) | 00142 |
| | COMMON/PEIF/NIN,NOUT1,NPUN | 00143 |
| | DATA AMET/BHA*A*A*A*/,AMET1/8HA*A*A*A*/ | 00144 |
| | DECODE(84,50,GL)NREK | 00145 |
| 50 | FORMAT(22X,16) | 00146 |
| | KSOR=0 | 00147 |
| | IF(AMET.EQ.AMET1)READ(NIN,52)AM | 00148 |
| | IF(AM.EQ.GL(2))GOTO 20 | 00149 |
| 52 | FORMAT(A8) | 00150 |
| | AMET1=AM | 00151 |
| | CALL WRINEX(GL,NOUT,LG) | 00152 |
| | CALL WRINEX(SJ,NOUT,L) | 00153 |
| | KSOR=2 | 00154 |
| | GOTO 21 | 00155 |
| 20 | CONTINUE | 00156 |
| | AMET1=AMET | 00157 |
| | DO 1 IJ=1,NJAV | 00158 |
| | READ(NIN,51)NSOR,NWORD,WORD | 00159 |
| 51 | FORMAT(2I4,A8) | 00160 |
| | IF(NSOR)6,6,7 | 00161 |
| 6 | GL(NWORD)=WORD | 00162 |
| | IF(NSOR.NE.0)CALL WRINEX(GL,NOUT,LG) | 00163 |
| | GOTO 1 | 00164 |
| 7 | CONTINUE | 00165 |
| | IF(KSOR.GT,NSOR)GOTO 1 | 00166 |

| | | |
|----|--|-------|
| | IF (KSOR.EQ.0.AND.NSOR.GT.0)GOTO 2 | 00167 |
| | IF (KSOR.LT.NSOR)GOTO 3 | 00168 |
| | IF (NWORD.EQ.0)GOTO 1 | 00169 |
| | IF (NWORD.LT.C)GOTO 4 | 00170 |
| | DC(NWORD)=WORD | 00171 |
| | GOTO 1 | 00172 |
| 3 | CALL WRINEX(SJ,NOUT,L) | 00173 |
| 4 | KSOR=KSOR+1 | 00174 |
| | IF (KSOR.GT.NREK)GOTO 1 | 00175 |
| 70 | CONTINUE | 00176 |
| | CALL REDNEX(SJ,N,L) | 00177 |
| | GOTO 1 | 00178 |
| 2 | CALL WRINEX(GL,NOUT,LG) | 00179 |
| | KSOR=KSOR+1 | 00180 |
| | GOTO 7 | 00181 |
| 3 | CONTINUE | 00182 |
| | READ(NIN,51)NJAV | 00183 |
| | KSOR=KSOR+1 | 00184 |
| | CALL WRINEX(SJ,NOUT,L) | 00185 |
| 1 | CONTINUE | 00186 |
| | IF (KSOR.GT.NREK)RETURN | 00187 |
| | DO 5 I=KSOR,NREK | 00188 |
| | CALL REDNEX(SJ,N,L) | 00189 |
| | CALL WRINEX(SJ,NOUT,L) | 00190 |
| 5 | CONTINUE | 00191 |
| | RETURN | 00192 |
| | END | 00193 |
| | SUBROUTINE DATFIX(GL,SJ,N,MET,LG,L) | 00194 |
| | REAL MET | 00195 |
| | DIMENSION SJ(1),GL(1) | 00196 |
| | COMMON/PELF/NIN,NOUT,NPUN | 00197 |
| | IF (L.EQ.0)REWIND N | 00198 |
| | K=0 | 00199 |
| 1 | CALL SKIPDA(N,K,GL,LG) | 00200 |
| | IF (K.EQ.-2.AND.L.EQ.0)GOTO 2 | 00201 |
| | IF (K.EQ.-2)GOTO 3 | 00202 |
| | K=0 | 00203 |
| | IF (GL(2).NE.MET)GOTO 1 | 00204 |
| | CALL REDNEX(SJ,N,L) | 00205 |
| | IF (L.EQ.0)L=LG | 00206 |
| | RETURN | 00207 |
| 2 | WRITE(NOUT,70)MET,N | 00208 |
| 70 | FORMAT(20H NO DATA WITH LABEL,A8,5H ON,I4) | 00209 |
| | RETURN | 00210 |
| 3 | CONTINUE | 00211 |
| | REWIND N | 00212 |
| | L=0 | 00213 |
| | K=0 | 00214 |
| | GOTO 1 | 00215 |
| | RETURN | 00216 |
| | END | 00217 |
| | SUBROUTINE FIXFIL(SJ,N,L,J) | 00218 |
| | DIMENSION SJ(1),GJ(14) | 00219 |
| | L1=L | 00220 |
| | IF (J)1,2,3 | 00221 |
| 1 | DO 10 I=1,J | 00222 |
| 10 | BACKSPACE N | 00223 |

| | | |
|-----|--|-------|
| | J=0 | 00224 |
| | GOTO 5 | 00225 |
| 2 | REWIND F | 00226 |
| | J=1 | 00227 |
| 3 | DO 11 I=1,J | 00228 |
| 11 | CALL REDNEX(GJ,N,L1) | 00229 |
| | IF(L1.EQ.-1)GOTO 4 | 00230 |
| | J=1 | 00231 |
| | K=0 | 00232 |
| | DO 12 I=1,L | 00233 |
| | IF(GJ(I).NE.SJ(I))K=1 | 00234 |
| 12 | CONTINUE | 00235 |
| | IF(K.EQ.1)GOTO 3 | 00236 |
| | DO 13 I=1,L | 00237 |
| 13 | SJ(I)=GJ(I) | 00238 |
| | RETURN | 00239 |
| 4 | J=0 | 00240 |
| | RETURN | 00241 |
| | END | 00242 |
| | PROGRAM RETRIV | 00243 |
| | DIMENSION MEAD(14),NIK(14),NPF(5,10) | 00244 |
| | DIMENSION SJ(14),GL(14),HEAD(14),DEC(14) | 00245 |
| | DIMENSION AA(200) | 00246 |
| | COMMON/PEIF/NIN,NOU, NPUN | 00247 |
| | EQUIVALENCE(AMET,MET) | 00248 |
| | DATA IEND/8HEND / | 00249 |
| | NTN=50 | 00250 |
| | LD=10 | 00251 |
| | NPUN=52 | 00252 |
| | NOU=51 | 00253 |
| 100 | READ(NIN,50)NPROG | 00254 |
| | CALL SRED(SJ,N,LD) | 00255 |
| | IS=0 | 00256 |
| | IF(NPROG.EQ.0)STOP | 00257 |
| | GOTO(10,11,12),NPROG | 00258 |
| C | RETRIEV AND COPY A DATA SET | 00259 |
| 10 | READ(NIN,50)NC,NCM,NGL | 00260 |
| | *,NJAV,NPORT | 00261 |
| | IF(NC.EQ.0)GOTO 100 | 00262 |
| | READ(NIN,50)LG,L,LB1,LB2,LB3,LR | 00263 |
| 50 | FORMAT(10I4) | 00264 |
| | WRITE(OUT,60)NC,NCM,NGL,LB1,LB3,LB2 | 00265 |
| 80 | FORMAT(/ DATA SET RETRIEVED ON /,I4,1H(/,I4,1H),/AND COPIED | 00266 |
| | TO /,*I4,/ THE CORRESPONDING BUFFER LENGTH/,I4,1H(/,I4,1H),I4) | 00267 |
| | IF(LR.NE.0)REWIND NC | 00268 |
| | CALL SREADM(SJ,NC,LB1) | 00269 |
| | IF(NCM.NE.NIN.AND,NC.NE.NCM)CALL SREADM(SJ,NCM,LB3) | 00270 |
| | CALL SREADM(SJ,NGL,LB2) | 00271 |
| | IF(NPORT.EQ.1)CALL WRICON(SJ,NGL,L) | 00272 |
| 1 | READ(NIN,51)MET,J | 00273 |
| | IF(MET.EQ.IEND)CALL WRICLOS(SJ,NGL,L) | 00274 |
| 51 | FORMAT(A8,I4) | 00275 |
| | IF(J.LT.0)L=0 | 00276 |
| | IF(MET.EQ.IEND)GOTO 10 | 00277 |
| | CALL DATPIX(GL,SJ,NCM,MRT,LG,L) | 00278 |
| | IF(L.EQ.0)GOTO 20 | 00279 |

| | | |
|----|---|-------|
| | IF(ING.NE.NCM)CALL FIXFIL(SJ,N,L,J) | 00280 |
| | IF(J.EQ.O.AND.NC.NE.NCM)GOTO 20 | 00281 |
| | IF(NJAV)42,42,43 | 00282 |
| 43 | CALL CHCOPY(GL,SJ,NC,NGL,LG,L,NJAV) | 00283 |
| | GOTO 44 | 00284 |
| 42 | CONTINUE | 00285 |
| | CALL PRFILE(GL,SJ,NC,NGL,LG,L) | 00286 |
| 44 | CONTINUE | 00287 |
| | CALL WRCLOS(SJ,NGL,L) | 00288 |
| | GOTO 1 | 00289 |
| 12 | IS=1 | 00290 |
| | READ(NIN,50)NGL,LB1,NPE | 00291 |
| | *.NJAV.NFORT | 00292 |
| | CALL SREADM(SJ,NGL,LB1) | 00293 |
| | READ(NIN,56) (NPF(I,J),I=1,5),J=1,NPE) | 00294 |
| 56 | FORMAT(4I4,I6) | 00295 |
| | IF(NFORT.EQ.1)CALL WRICON(SJ,NGL,L) | 00296 |
| | DO 7 J=1,NPE | 00297 |
| | *CALL SREADM(SJ,NPF(1,J),NPF(3,J)) | 00298 |
| | IF(NPF(1,J).NE.NPF(2,J).AND.NPF(2,J).NE.NIN)CALL SREADM | 00299 |
| | *(SJ,NPF(2,J),NPF(4,J)) | 00300 |
| | CONTINUE | 00301 |
| C | RETRIEV IN THE CATALOG A GROUP OF DATA SET | 00302 |
| 11 | READ(NIN,50)NCAT,LB,LG,L | 00303 |
| | CALL SREADM(SJ,NCAT,LB) | 00304 |
| | DO 25 I=1,14 | 00305 |
| 25 | NEAD(I)=0 | 00306 |
| 21 | READ(NIN,52)K,NAM | 00307 |
| | IF(K.EQ.O)WRITE(NOUT,81)(NEAD(I),I=1,6),NCAT | 00308 |
| 81 | FORMAT(≠ DATA SETS WITH KIN ≠/6112/≠RETRIEVED FROM THE CATALOG ON | 00309 |
| | * ≠.I4) | 00310 |
| | IF(K.EQ.O)GOTO 22 | 00311 |
| | NEAD(K)=NAM | 00312 |
| 52 | FORMAT(I4,I12) | 00313 |
| | GOTO 21 | 00314 |
| 22 | K=0 | 00315 |
| | CALL SKIPDA(NCAT,K,GL,LG) | 00316 |
| | IF(K.EQ.-2.AND.IS.EQ.1)CALL WRCLOS(SJ,NGL,L) | 00317 |
| | IF(K.EQ.-2)GOTO 100 | 00318 |
| | CALL REDNEX(SJ,NCAT,L) | 00319 |
| | DECODE(B4,54,SJ)(NIK(I),I=1,6) | 00320 |
| 54 | FORMAT(6I12) | 00321 |
| | J=0 | 00322 |
| | DO 23 I=1,6 | 00323 |
| | IF(NEAD(I).EQ.O)GOTO 23 | 00324 |
| | IF(NEAD(I).NE.NIK(I))J=1 | 00325 |
| 23 | CONTINUE | 00326 |
| | IF(J.EQ.O)CALL PRFILE(GL,SJ,NCAT,NOUT,LG,L) | 00327 |
| | IF(IS.EQ.O.OR.J.EQ.1)GOTO 22 | 00328 |
| C | COPY THE DATA SET | 00329 |
| | DECODE(B4,55,GL)MECT | 00330 |
| 55 | FORMAT(16X,I6) | 00331 |
| | DO 26 J=1,NPE | 00332 |
| | J1=0 | 00333 |
| | IF(NPF(5,J).EQ.MECT)GOTO 31 | 00334 |
| 30 | CONTINUE | 00335 |
| | WRITE(NOUT,71)MECT | 00336 |

| | | |
|----|--|-------|
| 70 | FORMAT(8H VOLUME .IG.15H IS NOT ON LINE) | 00037 |
| | IF(L.EQ.-2)GOTO 100 | 00038 |
| | GOTO 21 | 00039 |
| 30 | CONTINUE | 00040 |
| | NC=NPF(1,J) | 00041 |
| | NCM=NPF(2,J) | 00042 |
| | LR=1 | 00043 |
| | AMET=GL(2) | 00044 |
| | WRITE(NOUT,80)NC,NCM,NGL,NPF(3,J),NPF(4,J),LB1 | 00045 |
| | CALL DATPIX(HEAD,DEC,NC,MET,LG,LR) | 00046 |
| | IF(NC.NE.NCM)CALL PIXFIL(DEC,NC,L,LL) | 00047 |
| | IF(LL.EQ.O.AND.NC.NE.NCM)GOTO 20 | 00048 |
| | IF(NJAV)32,32,33 | 00049 |
| 33 | CALL CHCOPY(HEAD,DEC,NC,NGL,LG,L,NJAV) | 00050 |
| | GOTO 34 | 00051 |
| 32 | CONTINUE | 00052 |
| | CALL PRFILE(HEAD,DEC,NC,NGL,LG,L) | 00053 |
| 34 | CONTINUE | 00054 |
| | GOTO 22 | 00055 |
| 20 | WRITE(NOUT,70)MET,(SJ(I),I=1,L) | 00056 |
| 70 | FORMAT(24H NO DATA SET WITH LABEL .10A8/2X,10A8) | 00057 |
| | CALL WRCLOS(SJ,NGL,L) | 00058 |
| | STOP | 00059 |
| | END | 00060 |
| | | 00061 |

Распечатка LIBCAT

| | | |
|---|---|-------|
| | SUBROUTINE SLOVA(NT1,NT2,NF) | 00001 |
| | DIMENSION KE(3,16) | 00002 |
| | DATA NT/16/ | 00003 |
| | DATA KE/14580,458,10,14590,459,10,14600,460,20, | 00004 |
| | *21520,5152,20,21530,5153,20,21540,5155,20,21550,5155,20, | 00005 |
| | *30010,1001,1,30020,1002,1,30040,1004,1,30050,1005,1, | 00006 |
| | 40022,2002,21,30190,1018,1,34610,1461,1,32510,1251,1,34520,4018 | 00007 |
| | *1/ | 00008 |
| | DO 1 I=1,NT | 00009 |
| | J=I | 00010 |
| | IF(KE(1,I).EQ.NT1)GOTO 2 | 00011 |
| 1 | CONTINUE | 00012 |
| | NT2=NT1 | 00013 |
| | NF=0 | 00014 |
| | RETURN | 00015 |
| 2 | NT2=KE(2,I) | 00016 |
| | NF=KE(3,I)+100 | 00017 |
| | RETURN | 00018 |
| | END | 00019 |
| | SUBROUTINE CARD(IGCAT,ICT,IGSET,MET) | 00020 |
| | DIMENSION IGCAT(1),ICT(1),IGSET(1) | 00021 |
| | COMMON/CROS/SJ(14) | 00022 |
| | DATA ISP/BH**// | 00023 |
| | DATA LDG/1/,LFO/120501/,LF/101/,LIB/100/ | 00024 |
| | IGCAT(1)=ISP | 00025 |
| | IGSET(1)=ISP | 00026 |

| | | |
|----|---|-------|
| | IGCAT(2)=MET | 00027 |
| | IGSET(2)=MET | 00028 |
| | IGCAT(3)=LFC | 00029 |
| | IGSET(3)=LF | 00030 |
| | IGCAT(4)=LDO | 00031 |
| | DECODE(84,50,SJ)MATN,NTN | 00032 |
| | CALL SLOVA(NTN,NT1,LF) | 00033 |
| | ICT(1)=MATN | 00034 |
| | ICT(2)=NT1 | 00035 |
| | ICT(3)=0 | 00036 |
| | ICT(5)=LF | 00037 |
| | ICT(6)=LIB | 00038 |
| | LD= | 00039 |
| | DECODE(84,52,SJ)J1,J2 | 00040 |
| 12 | FORMAT(72X,2I2) | 00041 |
| | CALL AREC | 00042 |
| | DECODE(84,52,SJ)I1,I2 | 00043 |
| 50 | FORMAT(6I12) | 00044 |
| | IF(I1.NE.J1.OR.I2.NE.J2)GOTO 2 | 00045 |
| | LD=LD+1 | 00046 |
| | GOTO 1 | 00047 |
| 2 | CONTINUE | 00048 |
| | IGSET(4)=LD | 00049 |
| | ICT(4)=LD | 00050 |
| | RETURN | 00051 |
| | END | 00052 |
| | PROGRAM LIBCAR | 00053 |
| | DIMENSION IGCAT(6),ICT(6),IGSET(6) | 00054 |
| | COMMON/CROS/SJ(14) | 00055 |
| | DATA END/BHEND / | 00056 |
| | CALL SAREC | 00057 |
| | READ(50,50)SN,MET | 00058 |
| | CALL AREC | 00059 |
| | CONTINUE | 00060 |
| | IF(SN.EQ.END)STOP | 00061 |
| 50 | FORMAT(10A8) | 00062 |
| | IF(SN.EQ.SJ.(10))WRITE(52,50)(SJ(I),I=1,10) | 00063 |
| | IF(SN.NE.SJ.(10))GOTO 1 | 00064 |
| | IF(SN.EQ.SJ(10))WRITE(51,70)(SJ(I),I=1,10) | 00065 |
| | CALL CARD(IGCAT,ICT,IGSET,MET) | 00066 |
| 70 | FORMAT(2X,10A8) | 00067 |
| | WRITE(51,72)(IGCAT(I),I=1,4),(IGSET(I),I=1,4) | 00068 |
| | WRITE(52,52)(IGCAT(I),I=1,4),(IGSET(I),I=1,4) | 00069 |
| 52 | FORMAT(2A8,2I6) | 00070 |
| 72 | FORMAT(2X,2A8,2I6) | 00071 |
| | WRITE(51,71)ICT | 00072 |
| | WRITE(52,51)ICT | 00073 |
| | FORMAT(6I12) | 00074 |
| 74 | FORMAT(2X,6I12) | 00075 |
| | READ(50,50)SN,MET | 00076 |
| | GOTO 2 | 00077 |
| | END | 00078 |
| | SUBROUTINE AREC | 00079 |

| | | |
|----|--------------------------------|-------|
| | DIMENSION A(200) | 00080 |
| | COMMON/CROSS/IS(14) | 00081 |
| | COMMON/ERROR/IFER | 00082 |
| | COMMON/START/TK,C | 00083 |
| | DATA FFFFFH11111111 | 00084 |
| | DO=10 | 00085 |
| | LC=10 | 00086 |
| | IP(KK,1,1) | 00087 |
| 1 | BUFFER IN(1,0)(A(1),A(LC)) | 00088 |
| | IL=IPUNIT(1) | 00089 |
| 2 | KK=KK+1 | 00090 |
| | DO 10 I=1,LC | 00091 |
| | I1=10*(KK-1)+I | 00092 |
| | SJ(I)=A(I1) | 00093 |
| 10 | CONTINUE | 00094 |
| | IF(KK.EQ.LC1)KK=C | 00095 |
| | IF(LC.EQ.100)RETURN | 00096 |
| | DECODE(84,50,SJ)L,K | 00097 |
| 50 | FORMAT(75F,12,I3) | 00098 |
| | IF(L.EQ.0.AND.K.NE.1)SJ(10)=BX | 00099 |
| | RETURN | 00100 |
| | ENTRY SARB | 00101 |
| | IFER=C | 00102 |
| | KK=C | 00103 |
| | RETURN | 00104 |
| | END | 00105 |
| | BTW00SY/ | |

НОВЫЕ ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В ЯДРАХ

И.Н.Борзов, С.П.Камерджиев

abstract - Аннотация

THE NEW GIANT RESONANCES IN NUCLEI. The brief survey of recent results on new giant resonances in nuclei is presented. The M1-resonance is discussed also.

НОВЫЕ ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В ЯДРАХ. Дается краткий обзор и систематика данных о новых гигантских резонансах в ядрах, в том числе о M1-резонансах.

1. В последние три-четыре года в ядрах были обнаружены новые гигантские резонансы (НГР)- коллективные состояния с $L \neq 1$, которые, как и обычный гигантский E1-резонанс, сосредоточены в относительно узкой области спектра возбуждения и исчерпывают значительную долю соответствующего правила сумм^б.

Начало активному исследованию НГР было положено экспериментами по неупругому рассеянию электронов на линейных ускорителях ФРГ (1971 г. Darmstadt, $E_{max} = 65$ Мэв) [1] и Японии (1972 г. Sendai, $E_{max} = 300$ Мэв) [2]. Физической причиной успеха этого метода является то, что должным образом выбирая величину переданного импульса, можно усилить вклад в сечение $\sigma_{\text{в}}(E)$ - рассеяния состояний определенной мультипольности. Недостатки метода: 1) неопределенность, связанная с учетом фона квазиупругого рассеяния электронов и E1-резонанса, что уменьшает точность извлекаемых вероятностей перехода; 2) невозможность разделения E0 и E2-резонансов.

Доказательство существования НГР было независимо получено в реакциях (p, p') (1972 г. Oak-Ridge, $E_{max} = 62$ Мэв) [3]. Трудности с разделением E0- и E2-резонансов в принципе остаются и здесь, поскольку, как в реакциях (e, e') , так и в реакциях (p, p') отсутствуют строгие правила отбора по мультипольности. Большие возможности для разделения этих резонансов имеются в реакциях (α, α') которые также позволяют определить изоспиновую структуру НГР [4], (He^3, He^3) [5] (p, p) [6] и особенно (α, α') [9].

К настоящему времени указанными методами исследовано около 40 ядер от ^{16}O до ^{238}U , из них 4 деформированных Sm, Ho, Ta, U. Несмотря на значительные трудности, связанные с интерпретацией результатов, можно считать, что получены экспериментальные указания на существование следующих НГР.

| A | M1 | E0 | E2 | E3 | E2 | E0 |
|----------------------|--------|-------|-------|---------|---------|------------------|
| ^{16}O | 1 | 0 | 0 | 0(1) | 1 | 1 |
| $E_{max}/\text{Мэв}$ | 40-45 | 53(?) | 60-65 | 105 | 120-135 | 195 ^в |
| Литература | [18,1] | [16] | [1,9] | [14,16] | [2] | [16] |

^а Данные доклады по техническим причинам не были опубликованы в трудах 3-ей конференции по нейтронной физике.

^б Подробнее см. материалы конференций в Sendai [7] и Avilomar [8], обзоры Сэчлера [9] и авторов [10]. Теоретическому описанию НГР посвящен доклад [11] на настоящей конференции.

^в Эта величина значительно превышает теоретическую оценку [12].

На рис. 1 приводится систематика НГР (для полноты мы приводим также данные о М1-резонансе).

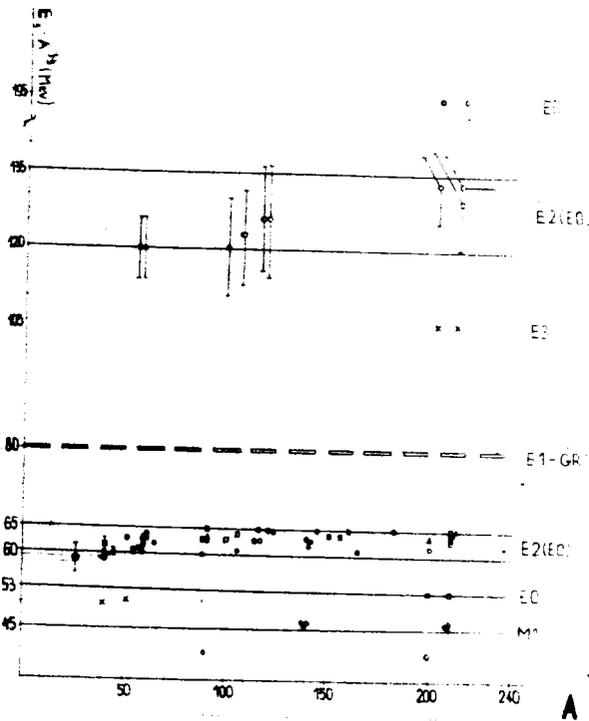


Рис. 1. Систематика новых гигантских резонансов. \circ - (e,e); \bullet - (p,p); Δ - (He^3, He^3); \square - (d,d).

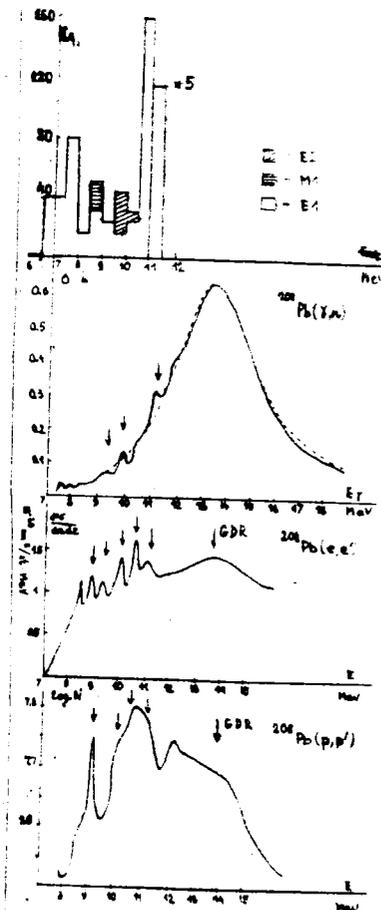


Рис. 2. Структура в реакциях (γ, n) -б, (e,e)-в, (p,p)-г и расчет вкладов E1, E2 и M1 резонансов в сечение фотопоглощения [11] - а.

Наиболее исследованным является резонанс шириной 3-5 Мэв с энергией $(63-65) \cdot A^{-1/3}$ Мэв, то есть на 2-3 Мэв ниже обычного E1-резонанса. В настоящее время считается, что этот резонанс можно идентифицировать, как изоскалярный E2-резонанс (E2-резонанс) хотя нельзя исключить возможность существования в этой области изоскалярного E0-резонанса. По-видимому, в околороговой области энергии наблюдается конкуренция E2₀, E1, M1-резонансов, а также E0-резонанса. (См. таблицу и рисунок 1).

2. В некоторых экспериментах наблюдалась структура E2₀ - резонанса: в ^{208}Pb были найдены три 2^+ - состояния (10,2; 10,6; 11,2 Мэв) [13], а позднее опять состояний (8,9; 9,4; 10,0; 10,6; 11,6 Мэв) [14] (см. также рис. 2 в,г). Отмечалось уширение E2₀-резонанса в ядрах с незаполненными оболочками, однако расщепления E2₀-резонанса в деформированных ядрах пока не было обнаружено [15]. Эти результаты означают уже другую "более тонкую" стадию исследований и являются чрезвычайно интересными.

В околороговой области E2- и M1-резонансы могут проявляться в процессах фотопоглощения и радиационного захвата нейтронов. Например, обращает на себя внимание тот факт, что наиболее интенсивные пики в структуре E2₀-резонанса (в области 9-12 Мэв) практически совпадают с тонкой структурой (γ, n) сечения в ^{208}Pb [14,16]. Аналогично можно попытаться связать M1-резо-

ианс в ^{101}Sn со структурой $(\frac{1}{2}^-, \frac{1}{2}^-)$ - резонанс в области 7-8.5 Мэв (см. рис. 2). Частично-дырочные расчеты [11] (рис. 2а) показывают, что основной вклад в сечение дает E1-резонанс, но учет E2₀- и M1-резонансов приводит к тому, что структура становится более отчетливой. Вклад E2₀-резонанса в полное сечение столкновения составляет около 1%, что согласуется с соответствующим экспериментальным значением. Однако в настоящее время мы не можем сделать окончательный вывод о влиянии этих двух резонансов на сечения фотопоглощения, из-за несовершенства расчетов, которые не описывают ширины резонансов.

В заключение кратко обсудим вопрос о гигантском M1-резонансе низколежащем резонансе, расположенном вблизи энергии связи нуклона. Несмотря на десятилетнюю историю вопроса экспериментальной информации о M1-резонансе для средних и тяжелых ядер явно не хватает. Сведения о нем сейчас имеются лишь для 7 ядер в четвертой области периодической таблицы: *Zr, Se, Au, Pb* (см. также таблицу в [11]). Данные для ^{208}Pb получены в уникальных по точности фотонейтронных измерениях вблизи порога [16] (результаты эксперимента приведены в [11]). Эти результаты, ранее подвергавшиеся сомнению, сейчас по-видимому подтверждаются [19]. Данные для остальных указанных ядер получены в (e, e') -экспериментах. Как известно, в этих экспериментах M1-резонанс возбуждается при неупругом рассеянии электронов на 180° . Такая методика перспективна для систематического изучения интегральных свойств M1-резонанса. (В частности, было бы интересно проверить утверждения о локализации силы M1-резонанса в магических ядрах). Однако не следует недооценивать и метод (γ, n) -реакции вблизи порога, который дает очень ценную спектроскопическую информацию об уровнях в околопороговой области.

3. В исследованиях НТР сейчас, по-видимому, заканчивается этап сбора и накопления данных в основном об интегральных свойствах НТР. В этой связи желательно обсудить, какие измерения представляют интерес, в особенности для теории этого явления.

1). Важнейшее значение имеет вопрос об окончательном разделении вкладов E2- и E0-резонансов в околопороговой области, а также вопрос о существовании отдельного E0₀-резонанса с энергией $53.4 \text{ A}^{-1/3} \text{ Мэв}$.

2). Представляют большой интерес более точные измерения вероятностей возбуждения и структуры НТР.

3). Целесообразно в одном из тех же эксперименте по (e, e') -рассеянию попытаться получить сведения о тонкой структуре гигантского M1-резонанса и E2₀-резонанса, например, для ^{208}Pb . Это дало бы информацию о тонкой структуре E1-резонанса независимо от других методов ее изучения и позволило бы сравнить свойства структуры обоих резонансов.

4). Обнаруженные новые коллективные возбуждения в ядрах могут проявляться (в том числе виртуально) не только в процессах с участием γ - лучей, но и в других реакциях, например, в неупругом рассеянии нейтронов. Учет НТР в этих процессах возможно позволит объяснить некоторые их особенности.

Открытие НТР пока можно считать "количественным" открытием в том смысле, что оно не связано с каким-либо неизвестным ранее качеством структуры ядра типа сохранения изоспина. Однако количество получаемой при этом информации о поведении ядра в непрерывном спектре возбуждения таково, что исследование НТР приведет нас к новому качественному уровню понимания структуры ядра и механизмов ядерных реакций.

Л и т е р а т у р а

1. R. Pittman, Th. Walchner, Phys.Lett., 36B, 563, 1971.
2. S. Fukuda, Y. Torizuka, Phys.Rev.Lett., 29, 1109, 1972.
3. M.B.Lewis, P.R.Bertrand, Nucl.Phys., 1972, A196, 377.
4. L.L.Rutledge, I.C.Hubert, Phys.Rev.Lett., 1974, 32, 551.
5. A.Moslem et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, 482.
6. D.C.Kocher et al. Phys.Rev.Lett., 31, 1070, 1974, 32, 264.
7. Proc.Int.Conf. on Nucl. Struct. Studies Using Electron Scattering and Photoreactions, Sendai, Japan, 1972.
8. Proc. Int.Conf. on Phenomol. reactions and applications Avilomar, USA, 1973.
9. I.R.Satchler, Phys.Reports, 1974, 140, 99.

10. Борзов И.Н., Камерджиев С.П. Препринт ФЭИ-580, Обнинск, 1975.
11. Борзов И.Н., Камерджиев С.П. Доклад на 3-ей Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975.
12. Душижков А.Л., Урин М.Г. ЯФ, 1965, I, 436.
13. F.R. Buskirk, H.D. Graf, R. Pitthan et al. Phys. Lett., 1972, 42B, 194.
14. M. Naga, Y. Torizuka. Phys. Rev. Lett., 1973, 30, 1068.
15. J.M. Moss et al. Phys. Lett., 1974, 53B, 51.
16. R. Pitthan et al. Phys. Rev. Lett., 1974, 33, 849.
17. A. Veysiere et al. Nucl. Phys., 1970, A159, 561.
18. C.D. Bowman et al. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 1302.
19. L.R. Medsker, H.E. Jackson. Phys. Rev., 1974, C9, 709.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕЛИТЕЛЬНЫХ ШИРИН В МОДЕЛИ ДВУГОРБОВОГО БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ

А.С. Тяпин, В.Е. Маршалкин

Abstract - Аннотация

DISTRIBUTION OF DIVIDING WIDTHS IN THE DOUBLE-HUMPED DIVISION BAR MODEL. The problem under discussion is the distribution of dividing widths. For one or two dividing channels in expressions of distribution of these widths the full dividing permeability oscillations, depending on the intermediate resonances in the second pit, are taken into account. Single-channel distribution is compared with experimental data, obtained in [1] from radiation ^{237}Np by slow neutrons. Agreement is satisfactory.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕЛИТЕЛЬНЫХ ШИРИН В МОДЕЛИ ДВУГОРБОВОГО БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ. Обсуждается проблема распределения делительных ширин. Для одного и двух каналов деления в выражениях для распределения этих ширин учтены осцилляции полной делительной проницаемости, обусловленные промежуточными резонансами во второй яме. Одноканальное распределение сравнивается с экспериментальными данными, полученными в работе [1] при облучении ^{237}Np медленными нейтронами. Согласие удовлетворительное.

Распределение делительных ширин хорошо делящихся ядер неплохо описывается распределением Портера-Томаса с тем или иным эмпирически подбираемым числом степеней свободы γ , зависящим от числа открытых каналов деления. В основе этого распределения лежат весьма общие статистические предположения, которые в модели одногорбвого барьера должны быть в равной мере применимы для описания распределения делительных ширин как в случае надбарьерного, так и подбарьерного деления. Тем не менее для величины $\Psi(\Gamma_f)$, характеризующей число наблюдаемых резонансов с делительными ширинами больше заданного ее значения Γ_f , в случае подбарьерного деления были получены результаты, существенно отличающиеся от тех, которые наблюдались в случае надбарьерного деления, и не описываемые распределением Портера-Томаса. Классическим примером экспериментов этого типа является работа [1], в которой была измерена величина $\Psi(\Gamma_f)$ при делении ^{237}Np нейтронами с энергиями от нуля до 80 эв. Для описания этой величины в указанной работе было предложено аппроксимировать наблюдаемые распределения делительных ширин суммой двух подходящим образом взвешенных распределений Портера-Томаса с одной степенью свободы со своими для каждого распределения, сильно отличающимися друг от друга средними делительными ширинами. Это действительно позволило весьма неплохо описать наблюдаемую величину $\Psi(\Gamma_f)$ (см. рис. 1), но каких-либо теоретических оснований для такого подхода авторы рассматриваемой работы не нашли. Поэтому описанный подход не решил существа возникшей проблемы и его фактически следует рассматривать как чисто эмпирический.

Авторы работы [2] связали проблему распределения делительных ширин в подбарьерной области с тем, что барьер деления является вообще говоря двугорбым. Проницаемость такого барьера в подбарьерной области не является монотонной функцией энергии, вследствие чего по мнению указанных авторов средняя ширина также должна флуктуировать. Распределение делительных ширин в этом случае должно описываться сверткой портер-томазовского распределения, характеризующего распределение делительных ширин относительно их локальных средних значений, с функцией распре-

деления средних делительных ширин. Выбрав функцию распределения для средних делительных ширин в соответствии с проницаемостью двугорбого барьера и обратив это распределение с распределением Портера-Томаса с двумя степенями свободы, авторы рассматриваемой работы также весьма неплохо (см. рис. 1) описали наблюдаемую зависимость $\langle \sigma \rangle$, подобрав должным образом две величины σ_{\min} и σ_{\max} , характеризующие минимальное и максимальное значения средней делительной ширины.

Важным положительным моментом описанного подхода является то, что в нем по-видимому впервые, хотя и в неявной форме, учтен тот факт, что распределение Портера-Томаса описывает в сущности распределение только приведенных делительных ширин [3], определяющих с какой вероятностью составное ядро, имеющее определенную энергию возбуждения ϵ , окажется в коллективном состоянии, соответствующем делению. Приведенная делительная ширина отдельного резонансного состояния составного ядра зависит от того, насколько волновая функция этого состояния перекрывается с волновыми функциями состояний, соответствующих делению, или другими словами, насколько велика в волновой функции резонансного состояния примесь волновых функций делительных каналов. Эта величина, будучи вполне определенной в каждом отдельном резонансном состоянии, из-за сравнительно небольшого числа делительных каналов, а также из-за своеобразной, преимущественно коллективной природы процесса деления ядер должна быть небольшой и, что самое главное, очень сильно и почти случайно флуктуировать от резонанса к резонансу. Этот факт и объясняет распределение Портера-Томаса. Наблюдаемая делительная ширина определенного канала деления отличается от соответствующей приведенной делительной ширины множителем, пропорциональным проницаемости барьера деления рассматриваемого канала. С этой точки зрения подход, использованный в работе [2], в сущности означает, что флуктуируют не только приведенные делительные ширин, но и проницаемость барьеров деления. В принципе в модели двугорбого барьера из-за произвольной зависимости проницаемости такого барьера от энергии указанный подход мог бы иметь смысл, если бы при изучении распределения делительных ширин наблюдались либо все, либо хотя бы некоторым образом выделенные резонансы составного ядра из энергетического промежутка значительной протяженности, либо равно характерному периоду немонотонности проницаемости барьера. Однако для прямой делительной проницаемости двугорбого барьера с которой в работе [2] связана флуктуация средних делительных ширин, таким характерным промежутком должно быть расстояние между резонансами прямой делительной проницаемости, которое порядка нескольких сот эв, в то время как распределение делительных ширин обычно изучается на энергетических промежутках порядка нескольких сот кэв. Ясно поэтому, что причина флуктуации средних делительных ширин должна быть иной. В связи с этим была нами предпринята попытка рассмотреть проблему распределения делительных ширин в подбарьерной области с другой точки зрения.

Как известно, характерной особенностью подбарьерного деления ядер является наличие в сечении деления довольно хорошо выраженных резонансов, а точнее группы резонансов, со средним расстоянием между ними порядка 100 эв и со средними ширинами порядка 10 эв. При делении ^{237}Np в первой яме такие резонансы наблюдаются при энергиях 40 эв, 118 эв, 198 эв и т.д. Всего 17 резонансов при энергии до 1 кэв. Наличие таких резонансов в настоящее время связывают с промежуточной структурой ядра во второй яме. Это в свою очередь означает, что соответствующие деление коллективные состояния в процессе деления во второй яме с некоторой отличной от нуля вероятностью будут распадаться на промежуточные состояния. Приблизительно это учитывается [4] путем введения в потенциал, соответствующий делению, небольшой мнимой добавки, приводящей к появлению поглощенного потока R , определяющего среднюю вероятность возбуждения в процессе деления промежуточных состояний, которые затем распадаются либо путем деления, либо путем возбуждения ядра в первую яму, либо путем излучения γ - квантов. В случае околорезонансного деления последний из указанных эффектов очевидно можно не учитывать. В результате, пренебрегая интерференцией промежуточных состояний, полную проницаемость двугорбого барьера в определенном канале μ , J , K , где μ - индекс канала, J и K - момент и четность делящегося ядра (в дальнейшем эти индексы для простоты опускаются), представляется разумным записать в виде [5]

$$P = P_0 + \sum_{\mu} \frac{R P_{\mu}}{\left(\frac{2J}{\hbar}\right)^2 (\epsilon - \epsilon_{\mu})^2 + \frac{1}{4}(P_{\mu} + P_B)^2} \quad (1)$$

где P_d - прямая делительная проникаемость; P_A и P_B - проникаемость барьеров А и В;
 ϵ_μ и \mathcal{D} - энергии промежуточных состояний и среднее расстояние между уровнями этих состояний. Предполагая, что промежуточные состояния расположены эквидистантно, выражение (1) можно записать также в виде:

$$P = P_d + \frac{R P_B t h \gamma}{4 \gamma^2 (\sin^2 \varphi_{\mu 0} + t h^2 \gamma \cos^2 \varphi_{\mu 0})} \quad (2)$$

где $\gamma = (P_A + P_B)/4$; $\varphi_{\mu 0} = \mathcal{F}(\epsilon - \epsilon_{\mu 0})\mathcal{D}$; $\epsilon_{\mu 0}$ - энергия ближайшего к ϵ промежуточного состояния, в основном определяющего величину резонансного члена в выражениях (1) и (2). Максимальное и минимальное значения делительной проникаемости согласно формуле (2) равны

$$P_{max} = P_d + \frac{R P_B}{4 \gamma t h \gamma} \quad (3)$$

$$P_{min} = P_d + \frac{R P_B}{4 \gamma} t h \gamma \quad (4)$$

Усредняя (2) промежутку \mathcal{D} получаем среднее значение делительной проникаемости

$$\bar{P} = P_d + \frac{R P_B}{P_A + P_B} \quad (5)$$

Величины (3-5) связаны между собой простым соотношением

$$\bar{P} - P_d = \sqrt{(P_{max} - P_d)(P_{min} - P_d)} \quad (6)$$

От соответствующего выражения работы [2] это соотношение отличается только иным физическим смыслом, поскольку в данном случае оно применимо не к полной делительной проникаемости, а лишь к той ее части, которая обусловлена поглощенным потоком.

Введение резонансного члена в полную делительную проникаемость приводит к тому, что эта величина начинает существенно меняться на промежутке порядка \mathcal{D} . Поэтому при изучении распределения делительных ширин всех, либо случайно выбранных резонансов из промежутка $\Delta \epsilon \gg \mathcal{D}$, либо равного $n\mathcal{D}$, где n - целое число, представляется возможным, как это сделано в работе [2], говорить о некотором эффективном распределении проникаемости. Это распределение легко получить из условия, что при измерении делительных ширин любой частичный энергетический промежуток из заданного будет наблюдаться с примерно равной вероятностью вследствие того, что на расстояниях порядка нескольких сот эв резонансы составного ядра распределены примерно эквидистантно. Используя (2), отсюда получаем, что вероятность наблюдения определенного значения P из промежутка $(P, P + dP)$ равна

$$w(P)dP = \frac{dP}{\mathcal{F}(P - P_d) \sqrt{(P_{max} - P)(P - P_{min})}} \quad (7)$$

При выводе этого соотношения учтено, что прямая делительная проникаемость также как и поглощенный поток и величины P_A и P_B на рассматриваемом промежутке по энергии почти не меняются, так как характерный промежуток изменения этих величин, как уже отмечалось, значительно больше. Что касается соответствия выражения (7) и аналогичного выражения (10) работы [2], то относительно него справедливо то же замечание, что и относительно выражения (6).

Сворачивая распределение (7) с распределением Портера-Томаса с одной степенью свободы, нетрудно получить распределение наблюдаемых делительных ширин в одном канале. Для обычно измеряемой величины $\Psi(\Gamma_f)$ при этом получается следующее выражение

$$\Psi(\Gamma_f) = \mathcal{N} \left\{ \frac{2}{\sqrt{\beta}} \operatorname{Erfc} \left(\sqrt{\frac{\gamma}{x_1}} \right) + \frac{2}{\beta \sqrt{2}} e^{-\frac{\gamma}{x_2}} \sqrt{\frac{\gamma}{x_2}} \frac{x_2 - x_1}{x_1} \int_0^{\frac{1 - \beta t}{x_2 - x_1}} \frac{e^{-\beta t} \arcsin \sqrt{\frac{x_1 - x_d}{x_2 - x_d} \frac{x_2 t}{x_1 t - d}}}{\sqrt{1 + \frac{x_2 - x_1}{x_1} t}} dt \right\} \quad (8)$$

где \mathcal{N} - полное число наблюдаемых резонансов; $\operatorname{Erfc}(z)$ - дополнение функции ошибок.

$$\beta = \frac{\gamma}{x_1} \frac{x_2 - x_1}{x_2}, \quad d = \frac{x_d}{x_1} \frac{x_2 - x_1}{x_2 - x_d} \quad (9)$$

$$x_1 = \frac{P_{min}}{\bar{P}}, \quad x_2 = \frac{P_{max}}{\bar{P}}, \quad x_d = \frac{P_d}{\bar{P}} \quad (10)$$

Величины X_1, X_2, X_d связаны между собой соотношением, непосредственно следующим из соотношения (6)

$$1 - X_d = \sqrt{(X_2 - X_d)(X_1 - X_d)} \quad (II)$$

$$y = \Gamma_f / (2\bar{\Gamma}_f) \quad (I2)$$

где $\bar{\Gamma}_f$ - средняя делительная ширина в рассматриваемом канале, равная $2\bar{\gamma}_f^2 \bar{\rho}$, где $\bar{\gamma}_f^2$ - среднее значение приведенной делительной ширины в этом канале.

Первое слагаемое в выражении (8) соответствует обычному распределению Портера-Томаса со средней делительной шириной $\Gamma_f^{min} = \bar{\Gamma}_f x_1$. В подбарьерной области $x_1 \ll 1$, поэтому это слагаемое в указанной области существенно лишь при малых значениях делительных ширин. Второе слагаемое существенно как при малых, так и при больших значениях делительных ширин. В подбарьерной области на промежутке $\Gamma_f \ll 2\Gamma_f^{max} = 2\bar{\Gamma}_f x_2$ приближенная оценка его, обладающая довольно высокой точностью, следующая

$$\frac{4}{\pi^{3/2}} \sqrt{\frac{x_2 - X_d}{X_d} \frac{x_2}{x_2 - x_1}} e^{-\frac{y}{X_d}} \int \frac{\sqrt{\frac{y}{X_d} \frac{x_2 - X_d}{x_2}}}{\sqrt{\frac{y}{X_d} \frac{x_1 - X_d}{x_1}}} e^{u^2} du \quad (I3)$$

Если кроме того $\Gamma_f \gg 2\Gamma_f^{min}$, то (I3) дополнительно упрощается и величина $\Psi(\Gamma_f)$ оказывается примерно равной

$$\Psi(\Gamma_f) = \sqrt{N} \frac{2}{\pi^{3/2}} e^{-\frac{y}{X_d}} \sqrt{\frac{x_1 - X_d}{y}} \frac{x_2}{\sqrt{(x_2 - x_1)(x_2 - X_d)}} \quad (I4)$$

Эта оценка удобна для определения из экспериментальных данных параметра $\Gamma_f^{min} - \Gamma_f^d$, где $\Gamma_f^d = \bar{\Gamma}_f X_d$.

При подходящем выборе параметров $\Gamma_f^d, \Gamma_f^{min}$, а также среднего значения полной делительной ширины $\bar{\Gamma}_f$, к точному значению которой описываемые ниже результаты фактически нечувствительны, распределение (8) как и распределения, предложенные в работах [1,2] также довольно неплохо описывает распределение делительных ширин, наблюдаемое при делении ^{237}Np нейтронами с энергиями от нуля до 80 эв (см. рис.1). Значительное систематическое расхождение с экспериментальными данными наблюдается только при больших значениях делительных ширин, примерно в 4 раза превышающих среднюю делительную ширину. Этот результат не является неожиданным, так как в работе [1] изучено распределение ширины лишь вблизи одного промежуточного резонанса. Ширина этого резонанса порядка 10 эв в то время как среднее расстояние между уровнями составного ядра с заданными значениями спина и четности порядка 1 эв. Поэтому в пределах одного промежуточного резонанса находится сравнительно небольшое число резонансов составного ядра. Положение дополнительно усугубляется еще тем, что вблизи промежуточного резонанса проницаемость очень сильно зависит от энергии, вследствие чего распределение больших делительных ширин должно существенно зависеть от конкретного расположения резонансов составного ядра внутри промежуточного резонанса. В рамках рассматриваемого в настоящей работе статистического подхода к описанию распределения делительных ширин эффекты этого типа нельзя учесть, поэтому вполне естественным представляется и наблюдаемое расхождение с экспериментальными данными. Кстати отметим, что это расхождение не превышает обычных статистических ошибок, которые являются величинами порядка $\sqrt{\Psi(\Gamma_f)}$.

Необходимо указать еще на одну трудность, возникающую при интерпретации рассматриваемых экспериментальных данных. Для изучения распределения делительных ширин в работе [1] выбран такой энергетический промежуток, чтобы он симметрично охватывал промежуточный резонанс при $E = 40$ эв и чтобы длина этого промежутка равнялась расстоянию между двумя соседними промежуточными резонансами. Такой выбор исследуемого энергетического промежутка соответствовал бы использованной выше идеологии для описания распределения делительных ширин, если бы все промежуточные резонансы относились к одному делительному каналу. Однако при облучении медленными нейтронами возбуждаются резонансы составного ядра со спинами и четностями 2^+ и 3^+ . Причем основное состояние ядра ^{237}Np является состоянием 2^+ [6]. Это заставляет предположить, что для наиболее низкого барьера деления проекция момента на ось симметрии ядра не равна 3. В этом случае ввиду того, что составное ядро является нечетно-нечетным, барьер деления Γ_f обсуждаемая кривая на рис. 1 соответствует случаю $\Gamma_f = 77$ Мэв, но в равной мере ее можно рассматривать как относящуюся к случаю $\Gamma_f = 150$ Мэв.

ления как для состояний 2^+ , так и для состояний 3^+ с точностью до пренебрежимо малого эффекта вращения ядра будет идентичным. Следовательно, на эксперименте должно наблюдаться суммарное распределение делительных ширин в каналах со спинами 2^+ и 3^+ . Наблюдаемые промежуточные резонансы также должны быть отнесены к обоим делительным каналам. Например, резонансы при энергиях 40 эв и 198 эв можно отнести к каналу 2^+ , а резонанс при энергии 118 эв к каналу 3^+ , либо наоборот. В результате оказывается, что ни для одного из этих делительных каналов исследованный в работе [1] энергетический промежуток не удовлетворяет тем требованиям, которые использовались при выводе формулы (8). Для аккуратной интерпретации наблюдаемого распределения делительных ширин в этом случае требуется иной подход. Суть его заключается в следующем.

Рассмотрим некий i -ый резонанс составного ядра с заданным значением спина J . Вероятность того, что приведенная делительная ширина в этом резонансе имеет определенное значение, будет определяться распределением Портера-Томаса. Этим же распределением будет определяться и распределение полной делительной ширины, поскольку проницаемость барьера для заданного резонанса составного ядра имеет вполне определенное значение. Таким образом, вероятность того, что в рассматриваемом состоянии делительная ширина будет иметь какое-то значение больше заданного Γ_f , запишется в виде:

$$\Psi_i^{(J)}(\Gamma_f) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} E \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\Gamma_f}{2\Gamma_f^{(J)}}} \right) \quad (15)$$

где $\Gamma_f^{(J)} = 2\Gamma_{fJ}^2 P_J(\epsilon_i)$. Индекс J у проницаемости появился в связи с тем, что промежуточные резонансы в разных каналах разные. В формуле (1) этим индексом надо снабдить ϵ_i и \mathcal{D} . Полное число наблюдаемых резонансов с делительными ширинами больше Γ_f получится суммированием выражения (15) по всем наблюдаемым резонансам составного ядра. Если далее суммирование по i заменить на интегрирование по энергии^{*}, то для этой величины получится следующее выражение:

$$\Psi(\Gamma_f) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_y \frac{1}{dy} \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} E \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\Gamma_f}{2\Gamma_f^{(J)}(\epsilon)}} \right) d\epsilon \quad (16)$$

где ϵ_1 и ϵ_2 - соответственно нижняя и верхняя граница исследуемого энергетического промежутка, dy - среднее расстояние между наблюдаемыми резонансами составного ядра со спином J и заданной четностью.

Для одного делительного канала, если $\epsilon_2 - \epsilon_1 = n\mathcal{D}y$ и если P_J определяется формулой (2), то выражение (16) совпадает с выражением (8), причем $N = n\mathcal{D}y/dy$. Выражение (16) можно использовать для оценки распределения делительных ширин не только совместно с формулой (2) для проницаемости, но и с более общей формулой (1). Рассматриваемое выражение является многопараметрическим, поэтому проводимый на его основе анализ требует очень подробных и надежных экспериментальных данных. Нами такой анализ не проводится. Поэтому мы не можем сказать насколько надежно определены параметры Γ_f^d , Γ_f^{min} и Γ_f . Для качественного понимания наблюдаемого распределения делительных ширин в подбарьерной области этой не очень существенно. Но это не позволяет использовать полученные сведения для определения параметров барьера деления, что конечно было бы полезно и интересно.

При переходе в надбарьерную область распределение (8) примерно на высоте барьера деления переходит в обычное распределение Портера-Томаса для одного делительного канала. Это хорошо видно из рис. 2, где представлены рассчитанные по формуле (8) при разных энергиях возбуждения распределения делительных ширин в случае симметричного двугорбого барьера с параметрами:

$$\begin{aligned} V_A = V_B = 5,6 \text{ Мэв}, \quad \hbar\omega_A = \hbar\omega_B = 0,60 \text{ Мэв}, \\ V_C = 2,2 \text{ Мэв}, \quad \hbar\omega_C = 0,535 \text{ Мэв}, \quad \omega_0 = -0,040 \text{ Мэв} \end{aligned} \quad (17)$$

* Именно на этом этапе возникает упоминавшаяся выше ошибка в оценке распределения больших делительных ширин, так как если dy порядка ширины промежуточного резонанса, то замена суммирования на интегрирование не вполне законно.

Параметр W_0 определен в работе [7], остальные обозначения совпадают с общепринятыми. Толстая сплошная кривая на рис. 2 распределение Портера-Томаса. Необходимо однако подчеркнуть что близость распределения делительных ширин к распределению Портера-Томаса не означает, что полная делительная проницаемость слабо зависит от энергии и что роль поглощенного потока в подбарьерной области не существенна. На вершине рассматриваемого барьера параметры X_d , X_{min} и X_{max} , характеризующие соответственно отношение прямой, минимальной и максимальной делительной проницаемости к ее среднему значению, следующие:

$$X_d = 0,376, \quad X_{min} = 0,536, \quad X_{max} = 2,44 \quad (18)$$

Отсюда видно, что вблизи вершины рассматриваемого барьера из-за наличия промежуточных резонансов делительная проницаемость меняется по амплитуде примерно в 4,5 раза. При этом оспли-
дующая часть полной делительной проницаемости, то есть величина $P - P_{min}$, примерно в 1,6 раза увеличивает число наблюдаемых резонансов с $\Gamma_f \geq \Gamma_f$ и примерно в 3 раза с $\Gamma_f \geq 1,5\bar{\Gamma}_f$. То есть поглощенный поток весьма существенно влияет на распределение делительных ширин и в этом случае.

Касаясь распределения делительных ширин в надбарьерной области, необходимо также отметить следующее. В модели двугорбого барьера деления, в частности из-за наличия поглощенного потока, распределение делительных ширин в разных каналах будет разным. В том числе разными будут и средние делительные ширины. Поэтому, если даже распределение делительных ширин в каждом отдельном канале будет с хорошей точностью описываться обычным распределением Портера-Томаса с одной степенью свободы, распределение этих ширин в случае двух или большего числа каналов деления могут тем не менее довольно значительно отличаться от соответствующих многоканальных распределений Портера-Томаса, так как такие распределения предполагают, что средние делительные ширины во всех каналах примерно одинаковы. Например, в случае двух каналов деления со средними делительными ширинами в этих каналах $\bar{\Gamma}_{f1}$ и $\bar{\Gamma}_{f2}$ величина $\Psi(\bar{\Gamma}_f)$, которую мы обозначим в данном случае как $\Psi(\bar{\Gamma}_f)$, зависит от $\bar{\Gamma}_f$ следующим образом

$$\bar{\Psi}_2(\bar{\Gamma}_f) = N \frac{2}{\pi} \frac{\sqrt{\bar{\Gamma}_{f1}\bar{\Gamma}_{f2}}}{\bar{\Gamma}_f} \exp\left\{-\left(\frac{\bar{\Gamma}_f}{4\bar{\Gamma}_{f1}} + \frac{\bar{\Gamma}_f}{4\bar{\Gamma}_{f2}}\right)\right\} \int_{-1}^{+1} \frac{\exp\left\{t\left(\frac{\bar{\Gamma}_f}{4\bar{\Gamma}_{f1}} - \frac{\bar{\Gamma}_f}{4\bar{\Gamma}_{f2}}\right)\right\} dt}{\left(1 + \frac{\bar{\Gamma}_f - \bar{\Gamma}_{f2}}{\bar{\Gamma}_{f1}} t\right) \sqrt{1-t^2}} \quad (19)$$

где $\bar{\Gamma}_f = \bar{\Gamma}_{f1} + \bar{\Gamma}_{f2}$ - средняя делительная ширина в двух каналах. Это выражение можно получить так. Принимая в соответствии со сказанным выше распределение делительных ширин в каждом отдельном канале портер-томасовским и учитывая аддитивность ширин, получаем, что в случае двух каналов делительные ширины распределяются по закону

$$W_2(\Gamma_f) d\Gamma_f = \frac{d\Gamma_{f1}}{2\pi\sqrt{\Gamma_{f1}\Gamma_{f2}}} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \exp\left\{-\left(\frac{\Gamma_f}{2\Gamma_{f1}} + \frac{\Gamma_f}{2\Gamma_{f2}}\right)\right\} \delta(\Gamma_f - \Gamma_{f1} - \Gamma_{f2}) \frac{d\Gamma_{f1} d\Gamma_{f2}}{\sqrt{\Gamma_{f1}\Gamma_{f2}}} \quad (20)$$

где $\delta(x)$ - дельта-функция Дирака. Интегрируя далее это выражение по Γ_{f2} от Γ_{f1} до бесконечности и умножая полученное выражение на полное число наблюдаемых резонансов составного ядра получаем

$$\bar{\Psi}_2(\bar{\Gamma}_f) = \frac{N}{2\pi\sqrt{\bar{\Gamma}_{f1}\bar{\Gamma}_{f2}}} \iint \exp\left\{-\left(\frac{\Gamma_f}{2\bar{\Gamma}_{f1}} + \frac{\Gamma_f}{2\bar{\Gamma}_{f2}}\right)\right\} \theta(\Gamma_{f1} + \Gamma_{f2} - \Gamma_f) \theta(\Gamma_{f1}) \theta(\Gamma_{f2}) \frac{d\Gamma_{f1} d\Gamma_{f2}}{\sqrt{\bar{\Gamma}_{f1}\bar{\Gamma}_{f2}}} \quad (21)$$

где $\theta(x)$ - единичные функции Хевисайда, определяющие область допустимых значений парциальных ширин Γ_{f1} и Γ_{f2} при заданном нижнем значении полной делительной ширины Γ_f . Заменяя в этом выражении интегрирование по Γ_{f1} и Γ_{f2} на интегрирование по z и y , где

$$z = \frac{\Gamma_{f1}}{2\bar{\Gamma}_{f1}} + \frac{\Gamma_{f2}}{2\bar{\Gamma}_{f2}}, \quad y = \Gamma_{f1} + \Gamma_{f2} \quad (22)$$

и выполняя интегрирование по y , после несложных преобразований, включающих интегрирование по частям и замену переменных интегрирования, получаем выражение (19).

Величина $\bar{\Psi}_2(\bar{\Gamma}_f)$ как функция $\sqrt{\bar{\Gamma}_{f2}/\bar{\Gamma}_{f1}}$ при разных указанных на графиках отношениях средних значений парциальных делительных ширин $\bar{\Gamma}_{f2}/\bar{\Gamma}_{f1}$, представлена на рис. 3. Из этого рисунка видно, что если $\bar{\Gamma}_{f2} \leq 0,1\bar{\Gamma}_{f1}$, то на промежутке $\bar{\Gamma}_f \leq 4\bar{\Gamma}_{f1}$ распределение делительных ширин в двух каналах примерно такое же как в случае одного делительного канала. Если же $\bar{\Gamma}_{f2} \geq 0,3\bar{\Gamma}_{f1}$, то исследуемое распределение оказывается близким к обычному двухканальному

распределению Портера-Томаса. Наиболее сильно на рассматриваемом промежутке распределение (19) отличается как от одноканального, так и от двухканального распределений Портера-Томаса при $\bar{\Gamma}_{f2} \approx 0,2 \bar{\Gamma}_f$.

Приведем без вывода также выражение для величины $\Psi(\Gamma_f)$ в случае двух каналов деления, когда в обоих каналах учитываются осциллирующая делительной проницаемости:

$$\Psi_2(\Gamma_f) = \frac{\Gamma_f}{\mathcal{X}} \left\{ \theta(\Gamma_{f1}^{\max} - \Gamma_{f2}^{\min}) \int_{\Gamma_f/2\Gamma_{f1}^{\max}}^{\Gamma_f/2\Gamma_{f1}^{\min}} \frac{e^{-z} dz}{z} \int_{\max\{\Gamma_{f1}^{\min}, \Gamma_f/2z\}}^{\Gamma_{f1}^{\max}} \frac{(\bar{\Gamma}_{f1} - \Gamma_{f1}^d) dx}{\mathcal{X}(x - \Gamma_{f1}^d) \sqrt{(\Gamma_{f1}^{\max} - x)(x - \Gamma_{f1}^{\min})(2z - \Gamma_f)}} \times \right. \\ \times \int_{\Gamma_{f2}^{\min}}^{\min\{\Gamma_{f2}^{\max}, \Gamma_f/2z\}} \frac{(\bar{\Gamma}_{f2} - \Gamma_{f2}^d) dy}{\mathcal{X}(y - \Gamma_{f2}^d) \sqrt{(\Gamma_{f2}^{\max} - y)(y - \Gamma_{f2}^{\min})(\Gamma_f - 2zy)}} + \theta(\Gamma_{f2}^{\max} - \Gamma_{f1}^{\min}) \int_{\Gamma_f/2\Gamma_{f2}^{\max}}^{\Gamma_f/2\Gamma_{f2}^{\min}} \frac{e^{-z} dz}{z} \times \\ \left. \times \int_{\max\{\Gamma_{f2}^{\min}, \Gamma_f/2z\}}^{\Gamma_{f2}^{\max}} \frac{(\bar{\Gamma}_{f2} - \Gamma_{f2}^d) dy}{\mathcal{X}(y - \Gamma_{f2}^d) \sqrt{(\Gamma_{f2}^{\max} - y)(y - \Gamma_{f2}^{\min})(2zy - \Gamma_f)}} \int_{\Gamma_{f1}^{\min}}^{\min\{\Gamma_{f1}^{\max}, \Gamma_f/2z\}} \frac{(\bar{\Gamma}_{f1} - \Gamma_{f1}^d) dx}{\mathcal{X}(x - \Gamma_{f1}^d) \sqrt{(\Gamma_{f1}^{\max} - x)(x - \Gamma_{f1}^{\min})(\Gamma_f - 2zy)}} \right\} \quad (23)$$

Если в этом выражении положить

$$\Gamma_{fi}^{\max} = \Gamma_{fi}^{\min} = \Gamma_{fi}^d = \bar{\Gamma}_{fi} \quad , \quad i = 1, 2, \quad (24)$$

то из него получится рассмотренное выше распределение (19).

Распределение (23) может оказаться необходимым для описания распределения делительных ширин в подбарьерной области, где, как мы видели, учет осциллирующей проницаемости крайне важен и где ввиду наличия вибрационных резонансов проницаемости двух каналов в некоторых энергетических промежутках могут быть сравнимыми даже при значительной разнице в высотах барьеров деления.

Если осциллирующей проницаемости можно пренебречь только в одном канале, например, в канале I, то, как это непосредственно следует из распределения (23), величина $\Psi(\Gamma_f)$ в этом случае должна описываться выражением

$$\tilde{\Psi}_2(\Gamma_f) = \frac{\Gamma_f}{\mathcal{X}} \left\{ \theta(\bar{\Gamma}_{f1} - \Gamma_{f2}^{\min}) \int_{\Gamma_f/2\bar{\Gamma}_{f1}}^{\Gamma_f/2\Gamma_{f2}^{\min}} \frac{e^{-z} dz}{z \sqrt{2z\bar{\Gamma}_{f1} - \Gamma_f}} \int_{\min\{\Gamma_{f2}^{\max}, \Gamma_f/2z\}}^{\Gamma_{f2}^{\max}} \frac{(\bar{\Gamma}_{f2} - \Gamma_{f2}^d) dy}{\mathcal{X}(y - \Gamma_{f2}^d) \sqrt{(\Gamma_{f2}^{\max} - y)(y - \Gamma_{f2}^{\min})(\Gamma_f - 2zy)}} + \right. \\ \left. + \theta(\Gamma_{f2}^{\max} - \bar{\Gamma}_{f1}) \int_{\Gamma_f/2\Gamma_{f2}^{\max}}^{\Gamma_f/2\bar{\Gamma}_{f1}} \frac{e^{-z} dz}{z \sqrt{\Gamma_f - 2\bar{\Gamma}_{f1}z}} \int_{\max\{\Gamma_{f2}^{\min}, \Gamma_f/2z\}}^{\Gamma_{f2}^{\max}} \frac{(\bar{\Gamma}_{f2} - \Gamma_{f2}^d) dy}{\mathcal{X}(y - \Gamma_{f2}^d) \sqrt{(\Gamma_{f2}^{\max} - y)(y - \Gamma_{f2}^{\min})(2zy - \Gamma_f)}} \right\} \quad (25)$$

Внутренние интегралы в распределениях (23) и (25) выражаются через полные эллиптические интегралы третьего рода.

В заключение приведем представляющие определенный практический интерес оценки дисперсий рассмотренных распределений. Для распределения (8) величина

$$\bar{\Gamma}_f^2 - \bar{\Gamma}_f^2 = 2 \bar{\Gamma}_f^2 + \frac{3}{2} \frac{(\bar{\Gamma}_f - \Gamma_f^d)(\Gamma_f - \Gamma_f^{\min})^2}{\Gamma_f^{\min} - \Gamma_f^d} \quad (26)$$

Для многоканальных распределений независимо от их конкретного вида справедливо соотношение

$$\bar{\Gamma}_f^2 - \bar{\Gamma}_f^2 = \sum_{i=1}^n (\bar{\Gamma}_{fi} - \bar{\Gamma}_{fi}^2), \quad (27)$$

где n - число каналов. При этом

$$\bar{\Gamma}_f = \sum_{i=1}^n \bar{\Gamma}_{fi} \quad (28)$$

То есть среднее значение делительной ширины многоканального распределения равно сумме средних делительных ширин отдельных каналов, а дисперсия такого распределения равна сумме частных дисперсий. Этот результат является очевидным следствием аддитивности делительных ширин.

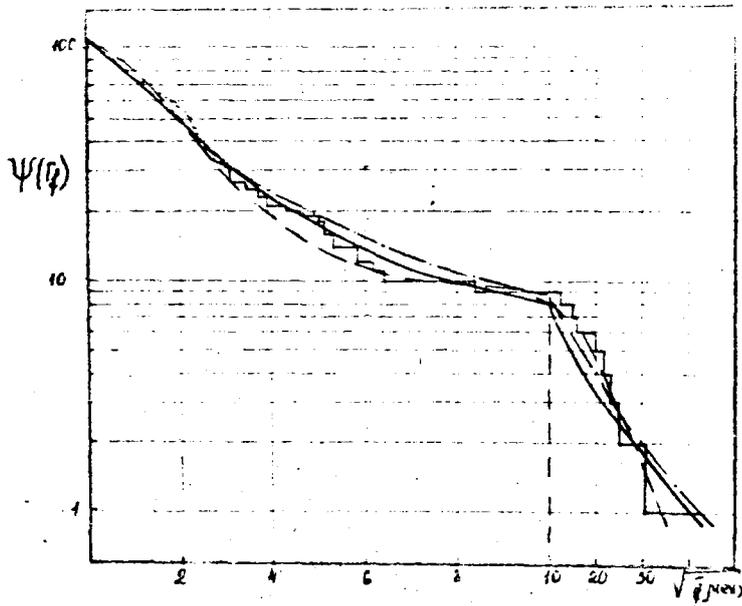


Рис. 1. Распределение делящихся ширин.

Гистограмма - экспериментальные; пунктирная кривая - результаты описания из работы [1]; штрих-пунктирная кривая - результаты расчетов в работе [2]; сплошная кривая - результат настоящей работы ($\Gamma_f^d = 0,8$ Мэв; $\Gamma_f^{min} = 3$ Мэв; $\Gamma_f = 77$ Мэв). Масштаб по оси абсцисс справа и слева от пунктирной линии разный.

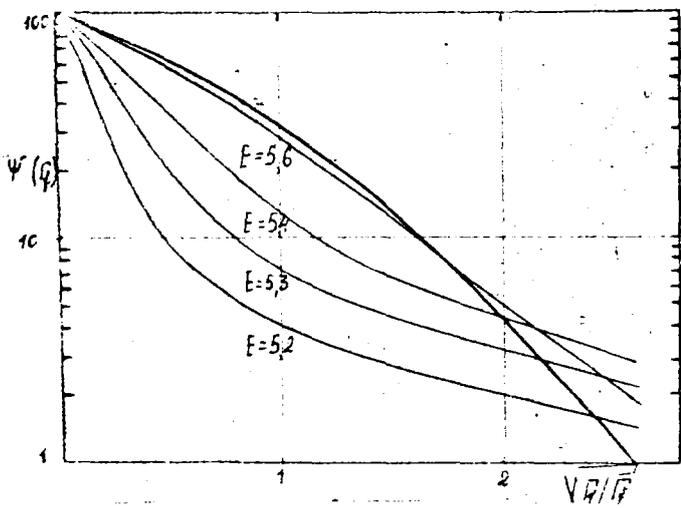


Рис. 2. Сравнение распределения Портера-Томаса (толстая кривая) с распределением (8) при разных энергиях возбуждения делящегося ядра.

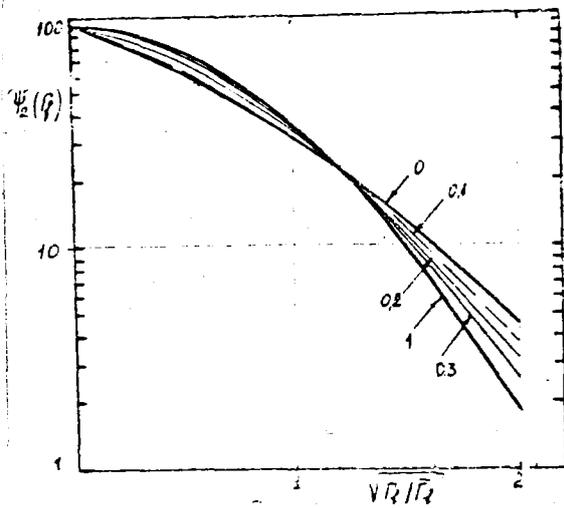


Рис. 3. Двухмерное распределение делящихся ширин в нацарьерной области в зависимости от отношения $\Gamma_2/\bar{\Gamma}_1$.

Л и т е р а т у р а

1. A. Rubini, J. Blons, A. Misraoua, D. Kaya. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 1373.
2. Гай Е.В., Игнатюк А.Б., Работнов Н.С., Смирнов Г.Р. ЯФ, 1969, 10, 542.
3. Уилерс Л. Теория ядерного деления. Москва, Атомиздат, 1967.
4. J.P. Bondorf. Phys. Lett., 1970, 31B, 4.
5. Маршалкин В.Е., Тяпин А.С. ЯФ, 1975, 21, 14.
6. C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman. Table of Isotopes, Wiley 1967.
7. Тяпин А.С., Маршалкин В.Е. ЯФ, 1973, 18, 277.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^8$, $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^9$ И ГЕТЕРОГЕННЫХ ЭФФЕКТОВ НА БЫСТРОТЕПЛОВЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ

А.П.Малыхин, И.В.Жук, О.И.Ярошевич, Ю.И.Чуркин

Abstract - Аннотация

A MEASUREMENT OF THE EFFECTIVE CROSS SECTION RATIOS $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^8$, $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^9$ AND THE EFFECTS OF HETEROGENEITY IN FAST-THERMAL CRITICAL ASSEMBLIES. The technique and results of measurements of effective fission cross-section ratios $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^8$, $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^9$ and the effect of heterogeneity in a hard neutron spectrum by the solid state track detectors are discussed.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^8$, $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^9$ И ГЕТЕРОГЕННЫХ ЭФФЕКТОВ НА БЫСТРОТЕПЛОВЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ. Описаны методика и результаты измерений отношений эффективных сечений деления $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^8$, $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^9$ и гетерогенных эффектов в жестком нейтронном спектре методом твердых трековых детекторов. Обсуждаются источники систематических ошибок.

В в е д е н и е

Методы измерения спектра нейтронов, развитые в настоящее время, не обеспечивают необходимой точности результатов, требуемой для проверки используемых в расчетах систем групповых констант [1]. В связи с этим широкое распространение получили измерения отношений эффективных сечений различных изотопов, которые могут быть определены значительно точнее $\sim 2-3\%$.

Целью настоящей работы является измерение методом твердых трековых детекторов спектральных индексов $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^8$, $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^9$ и изучение гетерогенных эффектов в центральной ячейке одной из быстро тепловых критических сборок, созданных в ИЯЭ АН БССР [2]. Измерение гетерогенных эффектов позволяет по измеренным значениям спектральных индексов на поверхности твэла определить их значения в любой точке элементарной ячейки.

1. Измерения отношений эффективных сечений делений

$$\frac{\bar{\sigma}_f^5}{\bar{\sigma}_f^8}, \frac{\bar{\sigma}_f^5}{\bar{\sigma}_f^9}$$

Измерения отношений эффективных сечений делений проводились по методике описанной в работах [3,4]. В качестве детектора осколков деления использовались фольги из искусственной слюды толщиной 30 мкм и диаметром 5,0 мм.

Источниками делений при измерении отношения $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^8$ служила пара фольг из урана естественного и урана, обогащенного до 6,5% по ^{235}U (диаметр фольг -- 5,0 мм). При измерении отношения использовались фольги из урана, обогащенного до 6,5% по ^{235}U и сплава А - P_{20} (20% вес. по ^{239}Pu). Диаметр этой пары фольг составил 3,0 мм.

Толщина всех фольг была 0,1 мм. Выбор сплава $Al-Pu$ обусловлен тем, что чистый ^{235}Pu в воздухе переходит в U_2O_7 (порошкообразное вещество), что делает невозможным применение металлического плутония в методике [1]. Кроме того, плутоний очень токсичен и α -активен.

Для проверки стойкости сплава $Al-Pu$ используемые фольги в контакте со слитком облучали в одинаковом спектре нейтронов до и после 30 дневной выдержки фольг на воздухе. Со статистической точностью 0,4% изменений в количестве атомов в поверхностном слое $Al-Pu$ фольги замечено не было.

Калибровка урановых и плутониевых фольг проводилась на выходе из шибера тепловой колонны реактора ИРТ-Р в парафиновом блоке [3].

В месте калибровки калибровочное отношение, измеренное ураном, обогащенным до 90% по ^{235}U составило 2000. После облучения детекторы протравливали в растворе 6,8% HF при температуре 50°C в течение 30 мин, фотографировали и треки подсчитывали по фотографиям. В результате калибровки вводился поправочный коэффициент, учитывающий возмущение поля тепловых нейтронов [5]. При измерении в исследуемом спектре сэндвичи располагались на поверхности центрального твэла на одинаковом (5 мм) расстоянии от центра твэла. Градиент потока в местах расположения фольг был 0,2%.

Отношения эффективных сечений деления с учетом вышеприведенных поправок составили:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_f^5 / \bar{\sigma}_f^1 &= 20,70 \pm 0,14 & (0,7\%) \\ \bar{\sigma}_f^5 / \bar{\sigma}_f^9 &= 0,640 \pm 0,007 & (1,1\%) \end{aligned}$$

2. Измерение гетерогенных эффектов в центральной ячейке быстротепловой критической сборки

Для того, чтобы перейти от измеренных значений спектральных индексов на поверхности твэла к их значениям в любой точке элементарной ячейки, необходимо знание гетерогенных эффектов. Для определения гетерогенных эффектов измерялись распределения плотности делений по ячейке для урана, обогащенного до 6,5% по ^{235}U и для естественного урана, то есть для тех материалов, которые использовались в качестве источников делений при измерении спектральных индексов. Провести также измерения для плутония не представилось возможным из-за сильной неравномерности плутониевых фольг.

Измерения распределения плотности делений по ячейке проводились следующим образом. Из металлического урана нужного обогащения вырезалась узкая полоска, толщиной 0,1 мм и длина которой была немного больше размеров ячейки. Для уменьшения вероятности прострела нейтронов из-за конечной толщины сэндвича источник-детектор в топливной таблетке делалась канавка, ширина которой равнялась ширине урановой полоски и глубина - толщине детектора и источника (~130 мкм). После облучения и химического травления детектор фотографировался. Фотографии склеивались в полосу, которая затем разбивалась на участки для обсчета. Из результатов измерений следует, что распределение скоростей деления по ячейке для естественного урана с точностью 1% остается постоянным. Для урана, обогащенного до 6,5% по ^{235}U , экспериментальные точки аппроксимировали полином по стандартной программе на ЭВМ. Степень полинома выбиралась, исходя из критерия Гаусса.

С учетом эффектов гетерогенности было определено отношение эффективных сечений деления в центре твэла:

$$\bar{\sigma}_f^5 / \bar{\sigma}_f^1 = 19,2 \pm 0,5$$

Таким образом различия в значениях спектрального индекса $\bar{\sigma}_f^5 / \bar{\sigma}_f^1$, измеренного на поверхности твэла и определенного с учетом гетерогенных эффектов в центре твэла составляет

$$1,08 \pm 0,03$$

3. Анализ погрешностей измерения

При измерении отношений $\bar{\sigma}_f^5 / \bar{\sigma}_f^1$ и $\bar{\sigma}_f^5 / \bar{\sigma}_f^9$ учитывались следующие источники систематических погрешностей.

1. Возмущение нейтронного потока сэндвичами при калибровке в тепловой колонне. Эту поправку рассчитывали согласно работе [5]. Она составила для пары фольг из урана естественного и урана, обогащенного до 6,5% по ^{235}U , 0,3%, а для пары фольг из ^{239}Pu и урана, обогащенного до 6,5% по ^{235}U , - 0,2%.

2. Возмущение нейтронного поля исследуемого спектра по нашим спенкам не превышает 0,1%.
3. Наличие фона на поверхности детектора. Эта возможная систематическая ошибка исключалась предварительным травлением детекторов.
4. Неравномерность распределения ядер на поверхности плутониевой фольги. Ошибка исключалась тем что всегда фотографировались треки с одного и того же участка плутониевой фольги.

В ы в о д ы

1. Измерены с хорошей точностью ($\sim 1\%$) спектральные индексы в центре быстротепловой критической сборки. Результаты этих измерений предполагается использовать для сравнения спектров нейтронов в изучаемых в ИЯЭ АН БССР модификациях быстротепловых критических систем.
2. Измерены гетерогенные эффекты в элементарной ячейке быстрой зоны в центре критической сборки. Показано, что метод ТД может быть успешно использован для изучения гетерогенных эффектов в элементарной ячейке критических систем с мелкомасштабной гетерогенностью. Результаты, полученные при измерении гетерогенных эффектов в элементарной ячейке, могут быть использованы как при расчетном анализе, так и для корректировок спектральных индексов, измеряемых на поверхности твэла.

Л и т е р а т у р а

1. Bohme R., Fischer E.A. Nuclear Data for Reactors, 1970, v.2, IAEA.
2. Груша Н.М., Евчук А.И., Серафимович И.Г., Чуркин Ю.И., Ярошевич О.И. Вестн АН БССР, сер. физ.-энерг.наук, 1974, I, 20.
3. Малыхин А.П., Жук И.В., Чуркин Ю.И., Ярошевич О.И. Вестн АН БССР, сер. физ.-энерг.наук, 1972, 2, 5.
4. Besant C.V., Ipson S.S. J.Nucl.Energy, 1970, 24, 59.
5. Reactor Physics Constants, ANL-5800, 1963, 668.

РЕАКЦИЯ n, nf И ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ НЕЙТРОНЫ ОТ ^{233}U

Б.П.Максютенко, Ю.Ф.Балакшев, А.А.Шиманский

Abstract- Аннотация

THE REACTION n, nf AND DELAYED NEUTRONS. The relative yields of the delayed ^{233}U in region 0,4 - 1,1 and 3,9 - 7,0 MeV were measured. The sharp change observed in the region of the n, nf reaction. On this base the change of the absolute yields was calculated in a good accordance with direct measurements.

РЕАКЦИЯ n, nf И ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ НЕЙТРОНЫ ОТ ^{233}U . Измерены относительные выходы запаздывающих нейтронов ^{233}U в диапазоне $E = 0,4 - 1,1$ и $3,9 - 7,0$ Мэв.

Резкое изменение относительных выходов объясняется изменением ширины распределения кумулятивных выходов осколков в области, где идет реакция n, nf . На этом основании рассчитано изменение полного абсолютного выхода, хорошо согласующееся с прямыми измерениями этой величины.

Экспериментально исследована энергетическая зависимость относительных выходов некоторых предшественников запаздывающих нейтронов при делении ^{233}U нейтронами с энергией 0,4 - 1,1 Мэв и 3,9 - 7,2 Мэв. Нейтроны получали из реакций $T(p, n)^3\text{He}$ и $D(\alpha, n)^3\text{He}$ на реакор-телях РК-2,5 и ЭГ-1 при толщине мишеней ~ 1 мг/см².

Методика измерений была стандартной - регистрация спада активности запаздывающих нейтронов в течение 1024 сек при ширине канала 1 сек после пятиминутного облучения образца.

Обработка кривых распада производилась по методу [1], с целью определения выходов запаздывающих нейтронов от изотопов брома-88 и 89 и иода-137 по отношению к выходу от предшественника ^{87}Br .

диапазон, охватываемый в низкоэнергетической области еще недостаточен для физического анализа и лишь представляет только практический интерес. В области, где идет реакция ^{237}Br наблюдается резкое изменение относительных выходов (см. рис. 1).

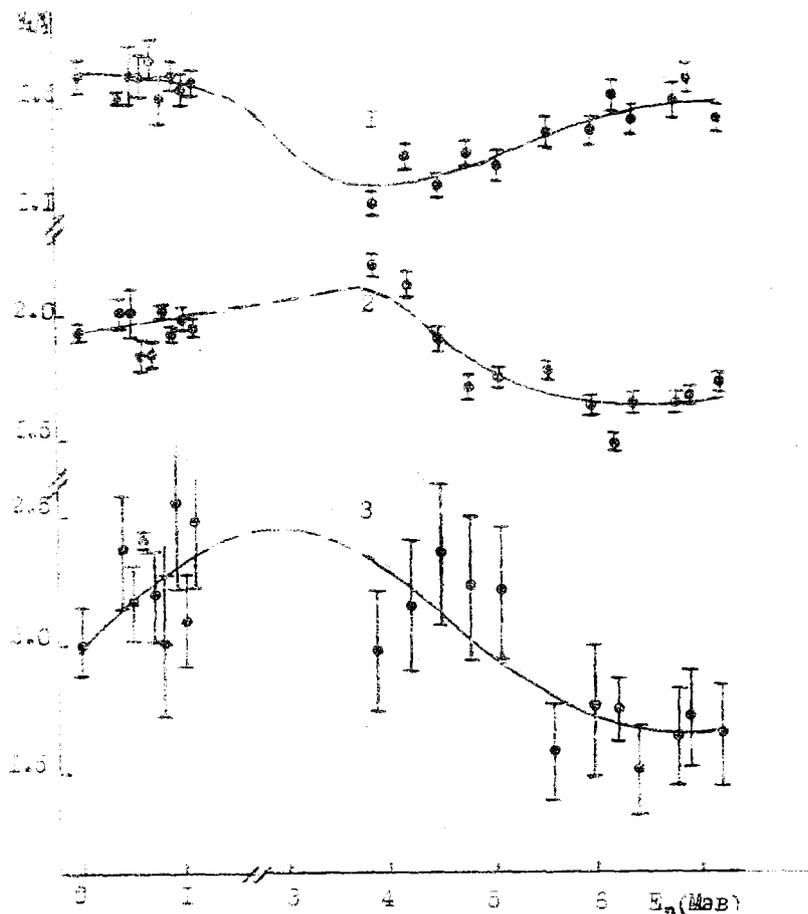


Рис. 1. Изменение отношения выходов запаздывающих нейтронов от
 1 - $^{237}\text{Br}/^{237}\text{Br}$, 2 - $^{88}\text{Br}/^{237}\text{Br}$, 3 - $^{89}\text{Br}/^{237}\text{Br}$

Изменения относительные выходы запаздывающих нейтронов от трех предшественников - изотопов брома. З. Солгала, что распределение кумулятивных выходов описывается гауссианом, можно рассчитать его ширину (σ_z) и положение максимума (A_p) [2]. В табл. 2 представлены результаты расчета этих величин (по сглаженным значениям выходов) для $E = 4.0 - 7.2$ Мэв. На рис. 2 показано изменение ширины распределения в зависимости от энергии нейтронов вызывающих деление: там же показано изменение сечения деления в той же области.

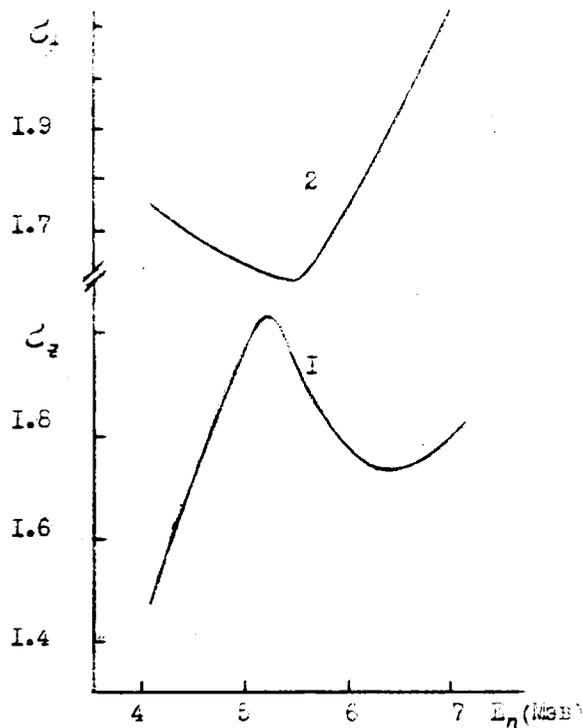


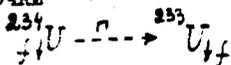
Рис. 2. Изменение ширины распределения кумулятивных выходов осколков - изотопов брома - 1; 2 - сечение деления.

Таблица I

Параметры распределения кумулятивных выходов изотопов брома

| | | | | | | |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| E, МэВ | 4,0 | 4,2 | 4,4 | 4,6 | 4,8 | 5,0 |
| σ_{Σ} ед.м. | 1,46 | 1,56 | 1,65 | 1,76 | 1,88 | 1,97 |
| A_p ед.м. | 87,54 | 87,43 | 87,32 | 87,19 | 87,05 | 86,91 |
| E, МэВ | 5,2 | 5,4 | 5,6 | 5,8 | 6,0 | 6,2 |
| σ_{Σ} ед.м. | 2,04 | 1,95 | 1,88 | 1,82 | 1,78 | 1,73 |
| A_p ед.м. | 86,78 | 86,73 | 86,71 | 86,71 | 86,71 | 86,71 |
| E, МэВ | 6,4 | 6,6 | 6,8 | 7,0 | 7,2 | |
| σ_{Σ} ед.м. | 1,74 | 1,74 | 1,76 | 1,78 | 1,82 | |
| A_p ед.м. | 86,72 | 86,72 | 86,71 | 86,71 | 86,72 | |

Видно, что увеличение ширины предшествует увеличению сечения деления, то есть начинается раньше. Затем следует довольно быстрое уменьшение ширины и последующее более медленное увеличение. Известно, что ступенька в сечении деления обусловлена нарастанием вклада второго делящегося ядра из цепочки



Естественно предположить для порогового процесса, что вначале, при низкой энергии, будут осуществляться более вероятные способы деления, соответствующие максимумам выходов в двугорбой кривой распределения масс, где и сосредоточены предшественники запаздывающих нейтронов.

Рассчитаем как будет изменяться полный абсолютный выход запаздывающих нейтронов при таком изменении ширины распределения. Полный абсолютный выход J_D :

$$J_D = J_T \sum a_i \quad (1)$$

где $a = \lambda_i / \lambda_T$ есть отношение выхода i -й группы запаздывающих нейтронов к первой (в качестве первой группы мы принимаем таковую с периодом 55,6 сек). Так как выход первой группы

$$Y_{\Pi} \sim \frac{1}{\sigma_2} \exp \left[- \frac{(A - A_D)^2}{2\sigma_2^2} \right], \quad (2)$$

$$Y_{\Pi} \sim \frac{1}{\sigma_2} (\sum a_i) \exp \left[- \frac{(A - A_D)^2}{2\sigma_2^2} \right] \quad (3)$$

Рассчитанные по этим данным значения Y_{Π} для диапазона 4,0 - 7,2 Мэв показаны на рис. 3. На том же рисунке также показано изменение этой величины, найденное в непосредственном эксперименте [3]. Как видно, качественное и количественное согласие хорошее.

Таким образом, физической причиной значительного изменения относительных и абсолютных выходов запаздывающих нейтронов в этом диапазоне энергий является наложение двух гауссовских распределений кумулятивных выходов осколков с увеличивающимся вкладом от второго делящегося ядра - ^{233}U .

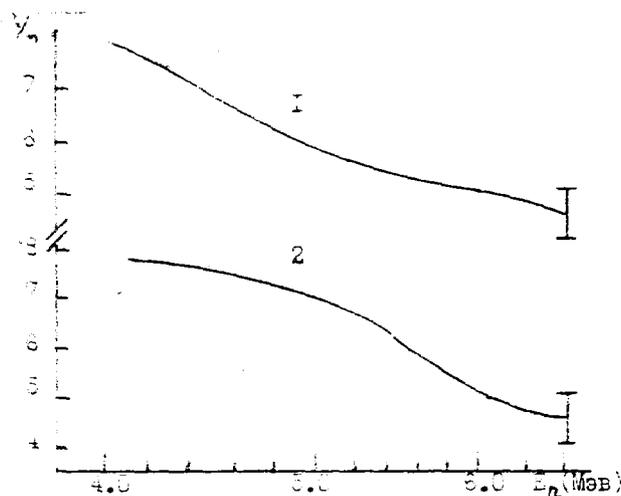


Рис. 3. Изменение полного абсолютного выхода: 1 - рассчитанное по нашим данным, 2 - измеренное в прямом эксперименте.

Л и т е р а т у р а

1. Параско М.С. Препринт ФЭИ-156, Обнинск, 1969.
2. Максютенко Б.П. Препринт ФЭИ-268, Обнинск, 1971.
3. Tomlinson L. AERE - R - 6993, 1972.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ (α)
 В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Ю.В.РЯБОЕ

Abstract- АННОТАЦИЯ

ABOUT MEASUREMENT OF THE RATIO OF NEUTRON CAPTURE TO FISSION (α) IN THE RESONANCE REGION. It was supposed to improve the method of $\alpha(E_n) = G_c(E_n)/G_f(E_n)$ measurements by loweffective scintillators. The $\alpha(E_n)$ for ^{235}U has been measured by pulsed neutron source of 5,6 nsec/n time of flight resolution. Two liquid PSD detectors were used for registration of prompt neutron fission at energy cut-off $\sim 1,2$ MeV. The capture and fission γ - rays were registered in the energy regions of 0,55 - 2,0 MeV by two NaJ(Tl) coincidence detectors. The γ - rays coincident to fission neutrons were registered simultaneously.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ (α) В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НЕЙТРОНОВ. Предлагаемое в работе усовершенствование метода измерений $\alpha(E_n)$ с помощью низкоэффективных детекторов γ и нейтронов деления позволяет повысить точность и надежность получаемых результатов. Возможности метода проиллюстрированы измерениями $\alpha(E_n)$ для $^{235}\text{U} + n$ на нейтронном спектрометре Центра ядерных исследований Сакле (Франция).

Применяемые методы относительно измерения $\alpha(E_n)$ [1] не могут обеспечить требуемой точности в 3-5% из-за неопределенностей, связанных с выделением γ - квантов захвата из суммарного γ - спектра, возможной зависимостью γ - спектра захвата и деления от квантовых характеристик составного ядра, определением, как минимум, двух нормировочных постоянных при калибровке $\alpha(E_n)$ и т.д. Эти недостатки характерны для наиболее распространенного метода измерений $\alpha(E_n)$ с помощью низкоэффективных детекторов мгновенных нейтронов деления и γ - квантов захвата и деления.

Метод измерений. В методе, который рассматривается в настоящей работе, γ - кванты радиационного захвата и деления (γ - канал), а также мгновенные нейтроны деления (f - канал) регистрируются малогабаритными сцинтилляционными детекторами с относительно низкой эффективностью ($\sim 1\%$). В этом случае после учета всех фонов, выражение для расчета $\alpha(E)$ в приближении тонкого образца имеет вид

$$\alpha(E_n) = \frac{A \frac{n_f(E_n) - 1}{n_f(E_n)}}{B - \frac{n_f(E_n)}{n_f(E_n)} \cdot C} \quad , \text{ где } A = \frac{\int_{E_1}^{E_2} [1 - (1 - \epsilon_{nf})^v] P(v) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \epsilon_f^j(E) \cdot V_f^j(E) dE} \quad (1)$$

$$B = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \epsilon_f^c(E) \cdot V_f^c(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \epsilon_f^j(E) \cdot V_f^j(E) dE} \quad C = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \epsilon_f^c(E) \cdot V_f^c(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \epsilon_f^j(E) \cdot V_f^j(E) dE}$$

где $n_f(E)$ - скорость счета мгновенных нейтронов деления (f - канала); $n_j(E)$ - скорость счета γ - квантов в энергетическом интервале от E_1 до E_2 (γ - канала); v - число мгновенных нейтронов, испускаемых на акт деления; $P(v)$ - вероятность испускания v - нейтронов на акт деления; ϵ_{nf} - эффективность регистрации мгновенного нейтрона спектра деления в f - канале; $V_f^c(E)$, $V_f^j(E)$ - число γ - квантов радиационного захвата и деления с энергией, заключенной между E и $E + dE$; $\epsilon_f^c(E)$, $\epsilon_f^j(E)$ - эффективности регистрации соответствующих γ - квантов в γ - канале; $\epsilon_c^j(E)$ - эффективность регистрации актов захвата в f - канале; E_1 , E_2 - энергетический диапазон регистрации γ - квантов детектором нейтронов. Величины A , B и C считаются постоянными и определяются нормировкой на известные значения α_c для хорошо изолированных резонансов или некоторой области энергий. При этом всегда предполагается, что спектр и множественность γ - излучения захвата и деления некоррелированы и не зависят от квантовых характеристик нейтронных резонансов и, следовательно, от энергии взаимодействующих нейтронов. Полное предположение делается и относительно характеристик нейтронного излучения, сопровождающего деление. Кроме того, заранее подразумевается, что число отсчетов γ - квантов и мгновенных нейтронов деления строго пропорциональны числу отсчетов осколков деления, то есть сечению деления. Это позволяет при учете фонов

γ - квантов деления как показывает опыт значительного (до 80%) в суммарный γ - спектр зависят от энергии взаимодействующих нейтронов числом отсчетов γ - квантов деления от энергии взаимодействующих нейтронов числом отсчетов мгновенных нейтронов или осколков деления, как это следует из выражения (1). В подобных исследованиях последних лет, проведенных с целью повышения точности измерения $\alpha(E_n)$ [1,2,3,4,5] обращалось основное внимание на совершенствование экспериментальной техники, а идеология измерений оставалась прежней и определялась выражением (1).

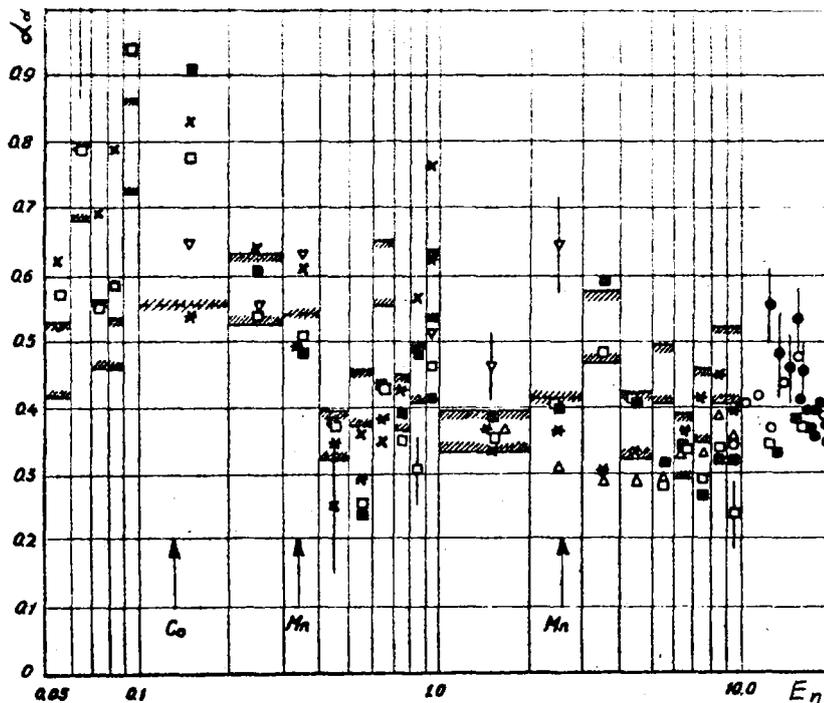
Однако, оказалось, что при измерении сечений деления по вторичным нейтронам (или γ - квантам) методами чувствительными к множественности вторичного излучения получаются заметно отличающиеся результаты [6]. Существенные (до 14%) флуктуации величины \bar{V} , $\bar{E}_{\text{полн}}$, \bar{V}_f^{\pm} были обнаружены для отдельных делительных резонансов ^{239}Pu (7). Естественно объяснить эти факты, влияющие на точность измерений $G_f(E_n)$, $\alpha(E_n)$ индивидуальными свойствами нейтронных резонансов, и в первую очередь полным моментом, проекцией его на ось симметрии ядра, соответствующими характеристиками барьеров деления и подбарьерными флуктуациями в сечениях деления. Тогда уже при достигнутом уровне точности измерений $\alpha(E_n)$ нет достаточных оснований считать величины A, B и C в выражении (1) строго постоянными и, следовательно, для дальнейшего повышения точности необходимо либо развить методы мало чувствительные к изменениям этих величин, либо разрабатывать новые методы, экспериментально учитывающие такие изменения. Один из возможных путей второго направления заключается в совершенствовании наиболее распространенной методики измерений $\alpha(E_n)$ с помощью низкоэффективных детекторов. Так, выражение (1) с точностью до членов второго порядка по C ($C \ll 10^{-2}$), можно преобразовать к виду

$$\alpha(E_n) = \left[\int_{E_1}^{E_2} G_f^c(E) V_f^c(E) dE \right]^{-1} \left\{ \frac{n_f(E_n)}{n_f(E_n)} \left[\sum_{\nu} [1 - (1 - G_{nf})^{\nu}] P(\nu) - K \int_{E_0}^{E_f} G_f^{cf}(E) V_f^c(E) dE \right] - \frac{n_f^{\pm}(E_n)}{n_f(E_n)} \right\}, \quad (2)$$

где $n_f^{\pm}(E_n) = \int_{E_1}^{E_2} G_f^{\pm}(E) V_f^{\pm}(E) dE \left[\sum_{\nu} [1 - (1 - G_{nf})^{\nu}] P(\nu) \right] \cdot N_f$ - скорость счета γ - квантов в совпадениях с актами деления в тех же энергетических пределах регистрации, что и суммарного γ - спектра, $K \approx 1$. Из выражения (2) видно, что основным источником неопределенности является величина $\int_{E_1}^{E_2} G_f^c(E) V_f^c(E) dE = f(E_n)$, от которой $\alpha(E_n)$ зависит линейно.

Результаты измерений. Предложенный метод был проверен экспериментально при проведении работы [8]. Экспериментальные данные были получены методом времени пролета с линейным электронным ускорителем на 65 МэВ Центра ядерных исследований Сакле (Франция) в качестве импульсного источника нейтронов. Пролетное расстояние составляло 12,5 м, что обеспечивало номинальное разрешение 5,6 нсек/м при ширине нейтронного импульса и каналов анализатора 50 нсек. Для уменьшения влияния импульса γ - лучей нейтронного источника применялась "теньевая" защита из свинца. Нейтронный пучок был перекрыт фильтрами из ^{10}B , Mn , Co для исключения репиглических нейтронов и контроля за фоном. Случаи деления регистрировались двумя жидкостными спиритилляционными (NE-213) детекторами с дискриминацией γ - квантов по форме импульса ($G_{cf} = 1 \cdot 10^{-3}$). Для регистрации γ - квантов деления и захвата использовались два детектора с кристаллами $\text{NaI}(\text{Te})$, включенные в схему совпадений с амплитудным окном регистрации равным (0,55-2,0) МэВ. Одновременно регистрировалось γ - излучение в совпадениях с актами деления. Металлический образец ^{235}U (93,36%; $2,5 \cdot 10^{21}$ ат/см²) и все четыре детектора располагались в плоскости, перпендикулярной направлению нейтронного пучка. Для защиты от естественной радиоактивности образца детекторы были закрыты 5 мм свинца, а для защиты от рассеянных нейтронов - фильтрами из аморфного ^{10}B . Для определения параметров фоновой кривой использовались фоновые точки резонансных фильтров при $E_n = 132$ эв (Co); 0,337 и 2,38 кэВ (Mn) и процедура учета фона была такой же, как в работах [2,3]. Нормировка производилась на α_0 резонанса при $E_0 \approx 7,09$ эв и величина \bar{V} считалась постоянной в исследованной области энергий.

Для сравнения на рисунке приведены результаты настоящей работы и работ [2,3,4,5,12]. Экспериментальный учет вклада γ - квантов деления в суммарный спектр показывает, что поскольку отношение $n_f^{\pm}(E_n)/n_f(E_n)$ не оказалось постоянным и его флуктуации достигают 15-20%, то это приводит к заметным изменениям $\alpha(E_n)$ в энергетических областях 0,1-0,2; 0,6-0,7; 3-4 и 8-9 кэВ. Кроме того, следует отметить, что с увеличением энергии взаимодействующих нейтронов наблюдается небольшое систематическое уменьшение отношения $n_f^{\pm}(E_n)/n_f(E_n)$, а следовательно и увеличение $\alpha(E_n)$. Во всей области энергий полученные предложенным методом величины α в среднем несколько выше известных данных и усредненные по более широким энергетическим ин-



Сравнение экспериментальных данных о величине $\langle d(E_n) \rangle$ для ^{235}Pu .
 ▨ - настоящая работа, ■ □ - ОИЯИ, 1965, 1970 г.г. * * - ORNL (1965, 1973 г.г.),
 Δ - LRL (1970 г.), ▽ - ИЯЭ (1970 г.), ⊙ - ФЭИ (1973 г.), ○ - ККФИ (1971 г.)

тервалам равны: $\langle d(0,1 + 1 \text{ кэВ}) \rangle = 0,54 \pm 0,05$; $\langle d(1 + 9,74 \text{ кэВ}) \rangle = 0,43 \pm 0,05$;
 $\langle d(0,1 + 9,74 \text{ кэВ}) \rangle = 0,48 \pm 0,05$. Применение в полном объеме предложенного метода измерений, по-видимому, позволит получить наиболее достоверную информацию об энергетической зависимости $d(E_n)$ с минимальными ошибками и неопределенностями. В заключение выражаю глубокую признательность профессорам Р.Жоли и А.Мишодону за предоставленные возможности проведения экспериментов, Ж.Трошону и Б.Лику за помощь в измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. Ryabov Yu.V. IAEA, 1971, 71-2101.
2. Ryabov Yu.V., Van-Schi-Di et al. Phys. Chem. Fission, 1965, v.1, p.287.
 Куров М.А., Рябов Ю.В. и др. "Атомная энергия", 1971, т.30, в. 3, с. 258.
3. Ge de Saussure, Gwin R. et al. ORNL-TM-1804, 1967.
 Perez R.B., Ge de Saussure et al. Nucl. Science Eng. 1973, v.52, p.46.
4. Szirt J.B., Lindsey J.S. Nucl. Science Eng. 1970, v.41, p.56.
5. Мурадян Г.В. и др. Конф. по яд. данным для реакторов. МАГАТЭ, 1970.
6. Cao M.C., Migneco E. et al. Journ. Nucl. Energy, 1968, v.22, p.211.
 Theobald J.P., Warenta J.A. et al. Inter-LINAC-Seminar, Geel. 1971.
7. Ryabov Yu.V., Trochon J. et al. Nucl. Phys. 1973, A216, p.395.
8. Trochon J., Lucas B. et al. Le Journal de Physique, 1973, v.31, p.131.
9. Кононов В.Н. и др. I совещание по нейт. физике. 1972, т.1, с.256.
 Bandl E. et al. Third Conf. Neutron Cross-Sect. Techn. Knoxville.

ЭФФЕКТИВНЫЕ МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПРИ НИЗКИХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ

С.Б.Ермагамбетов, К.К.Истеков, Б.Нурпеисов, Ю.Б.Остапенко, М.Г.Цузеев,
Г.Н.Смиренкин

Abstract - Аннотация

THE EFFECTIVE MOMENTS OF INERTIA OF HEAVY NUCLEI AT LOW EXITATIONS. The angular anisotropies for fission induced by neutrons and alpha-particles in a number of actinide nuclei are analysed and results of these analyses which show marked deviations in the effective moments of inertia from liquid drop model are reported.

ЭФФЕКТИВНЫЕ МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПРИ НИЗКИХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ. Сообщаются результаты анализа угловой анизотропии деления ряда актиноидов нейтронами и α -частицами, которые показывают заметные отступления в эффективных моментах инерции от модели жидкой капли.

Величина и зависимость от нуклонного состава твердотельных значений эффективного момента инерции $J_{эфф}$ для высоковозбужденных переходных состояний делящихся ядер в целом согласуется с предсказаниями модели жидкой капли [1]. Между тем известно, что учет оболочечных эффектов ведет к значительным отступлениям от модели жидкой капли (МЖК), в частности, к возникновению двугорбой структуры барьера деления в области актиноидов [2]. Расчеты показывают, что положения новых седловых точек - горбов А и В - существенно отличаются от седловой деформации в МЖК, обнаруживая в отличие от последней, значительную стабильность к изменению параметра Z^2/A . Аналогично, как схематически показано на рис. 1 и 2, ведет себя $J_{эфф}$. Теоретическое рассмотрение оболочечных эффектов в нагретых ядрах [3] показывает, что с увеличением температуры происходит перестройка нуклонных оболочек и уже при энергиях ≈ 50 Мэв ядро ведет себя в согласии с экспериментальными данными так, как того требует бесструктурная капельная модель [1,4]. Вопрос о соответствии между экспериментом и теорией при низких возбуждениях и в переходной области следует считать открытым, поскольку предпринятые попытки анализа противоречивы [5].

Источником экспериментальной информации о величине эффективного момента инерции служат данные об угловой анизотропии деления, для которой статистическая теория устанавливает простую связь с параметром

$$K_0^2 = J_{эфф} t, \quad (I)$$

где t - температура ядра. В настоящей работе к исследованию поставленного вопроса привлечены соответствующие данные об (n, f) - и (α, f) - реакциях.

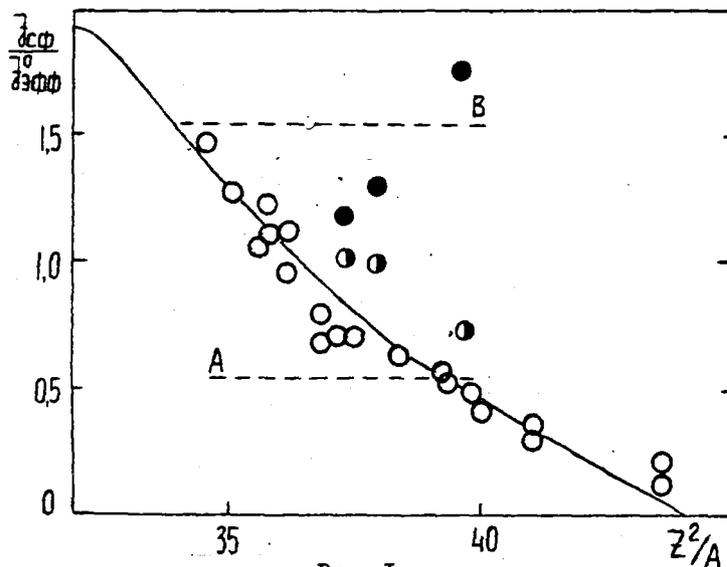


Рис. 1.

На рис. 1 показаны результаты анализа угловой анизотропии деления ^{233}U , ^{239}Pu и ^{249}Cf α -частицами при двух энергиях возбуждения в переходном состоянии делящихся ядер ^{237}Pu , ^{243}Cm и ^{253}Fm $U = 13$ Мэв (●) и 35 Мэв (○). Измерения выполнены на Алма-Атинском изохронном циклотроне. Полученные значения $J_{\text{эфф}}^{\circ}$ достаточно сильно отклоняются от кривой МЖК, описывающей результаты экспериментов с тяжелыми ионами [4] (○). Хотя данные мало-численны и обнаруживают разную величину эффекта, видно, что нагрев делящегося ядра приводит к сближению их с кривой МЖК. Знак и характер температурной зависимости отступлений от МЖК соответствуют теоретическим представлениям [2,3].

Основная трудность при изучении энергетической зависимости характеристик деления тяжелых ядер состоит в учете предварительного испускания нейтронов. В предыдущем опыте мы стремились избежать ее путем выбора ядер с высокой делимостью. Отсутствует она лишь в области энергий ниже порога эмиссионного деления. Обширная совокупность таких данных получена при изучении угловой анизотропии деления нейтронами с энергией ≤ 5 Мэв. Однако при указанных энергиях меньших критической энергии фазового перехода ядра из сверхтекучей фазы в нормальную $U_{\text{кр}} \approx 10$ Мэв [6], эффективный момент инерции отличается от твердотельного значения

Чтобы определить величину $J_{\text{эфф}}^{\circ}$ из низкоэнергетических данных, мы приняли при $U \leq U_{\text{кр}}$ линейную зависимость параметра $K_0^2(U) = K_0^2(U_{\text{кр}}) \cdot U/U_{\text{кр}}$, откуда, если учесть соотношения (1) $U_{\text{кр}} = 0,779g\Delta_0^2$ и $t_{\text{кр}} = 0,567\Delta_0$, а также четно-нечетные различия δK_0^2 , следует

$$K_0^2 = 0,631 \cdot (gU_{\text{кр}})^{-1/2} J_{\text{эфф}}^{\circ} U + n\delta K_0^2, \quad (2)$$

где Δ_0 - корреляционный параметр, $g = (3/4\pi^2)A$ Мэв $^{-1}$ - параметр плотности уровней, $n = 0, 1, 2$ для нечетно-нечетных, нечетных и четно-четных делящихся ядер, соответственно. Основываясь на зависимостях $g \sim A$ и $\Delta_0 \sim A^{-1/2}$ для обычных состояний ядер и прямых данных для переходных состояний [6], примем для $U_{\text{кр}}$ постоянное значение 10 Мэв. Значения $(J_{\text{эфф}}^{\circ})^{-1}$, полученные согласно (2) методом наименьших квадратов, приведены на рис. 2.

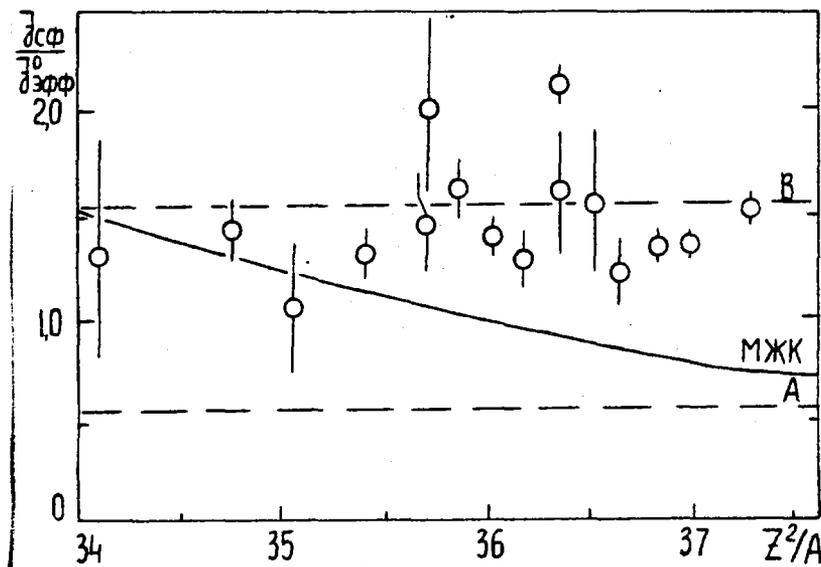


Рис. 2.

Точки ложатся заметно выше жидко-капельной кривой, вблизи пунктирной прямой для барьера В, как того требует представления модели двугорбого барьера [2]. Внимания, по-видимому, заслуживает не столько согласие абсолютных величин, сколько разный с МЖК относительный ход $J_{\text{эфф}}^{\circ}(Z^2/A)$, который менее чувствителен к неточности исходных предпосылок. Например, можно убедиться, что использование при подсчете энергии возбуждения U высот одnogорбого барьера [7], вместо взятых нами данных о высоте внешнего горба В [8], не скажется на окончательных выводах.

И так, исследование зависимости эффективного момента инерции от нуклонного состава делящегося ядра при низких возбуждениях обнаруживает значительные отступления от модели жидкой капли, которые естественно интерпретировать как предсказанные теорией проявления оболочечных эффектов. Оно в большей степени избавлено от неопределенностей, чем анализ только слабой энергетической зависимости $J_{\text{эфф}}^{\circ}$ [5].

Л и т е р а т у р а

1. Струтинский В.М. ЯФ, 1965, 1, 586.
2. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1967, A95, 420;
Björnholm S., Strutinsky V.M. Nucl.Phys.1969, A136,1.
3. Коломиец В.М., Струтинский В.М. Материалы 8-й школы ЛИЯФ АН СССР, Ленинград, 1973.
4. Карамян С.А. и др. ЯФ, 1967, 6, 494.
5. Ramamurthy et al. Phys.Rev.Lett., 1970, 25, 386;
Vandenbosch R. Phys.Rev.1973, C7, 2092.
Viola V.E. et al. Phys. and Chem. of Fission (Rochester, 1973), IAEA, Vienna, 1974, 1, 391.
6. Игнатик А.В. и др. Препринт ФЭИ-49, Обнинск, 1973.
Шпак Д.Л. и др. ЯФ, 1971, 13, 950.
7. Weigman H., Theobald J.P. Nucl.Phys., 1972, A187, 305.
Pauli H.C., Ledergerber T. Nucl.Phys.1971, A175, 545.
8. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ark.Fysik, 1967, 36, 593.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЦЕНТНОГО СОДЕРЖАНИЯ СМЕСИ УРАНА-235 И ПЛУТОНИЯ-239 ПО ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ НЕЙТРОНАМ

В.П.Максютенко, Ю.Ф.Балакшев, В.И.Буланенко, Г.И.Жданова, А.А.Шиманский

Abstract - Аннотация

A DETERMINATION OF THE PERCENT CONTENT OF THE FISSIONABLE NUCLIDES U-235 AND Pu-239 MIXTURE BY DELAYED NEUTRONS. It is shown in the paper that from relative yields of delayed neutrons one can determine the content of fissionable nuclides ^{235}U and ^{239}Pu mixture with the accuracy not less than 5 percent.

It is also found the relationship of absolute yields of delayed neutrons from ^{87}Br precursor for these two nuclides.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЦЕНТНОГО СОДЕРЖАНИЯ СМЕСИ УРАНА-235 И ПЛУТОНИЯ-239 ПО ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ НЕЙТРОНАМ. В предлагаемой работе показано, что по относительным выходам запаздывающих нейтронов можно определить содержание смеси делящихся изотопов ^{235}U и ^{239}Pu с точностью не хуже 5%.

Найдено также отношение абсолютных выходов запаздывающих нейтронов от предшественника ^{87}Br для этих двух изотопов.

В настоящее время значительное внимание уделяется разработке принципиально новых методов неразрушающего анализа ядерного топлива, которые можно было бы использовать в ходе осуществления системы гарантий МАГАТЭ, препятствующей применению ядерных материалов для военных целей на различных стадиях топливного цикла [1]. Требования системы гарантий предусматривают получение точных данных о содержании делящихся изотопов в отработанном топливе.

Различие относительных выходов запаздывающих нейтронов разных делящихся изотопов представляет возможность их идентификации или определения процентного содержания в смеси, даже для наиболее трудноразличимых по этому признаку ^{235}U и ^{239}Pu . В работе [2] показано, что распределения выходов запаздывающих нейтронов в зависимости от периода полураспада для этих двух изотопов различаются лишь в интервале от 8 до 35 секунд, то есть там, где основными вкладчиками являются ^{132}I и ^{87}Br . Поэтому определить относительное содержание двух делящихся изотопов ^{235}U и ^{239}Pu можно двумя типами отношений, получаемых из одних и тех же экспериментальных результатов. Первый тип - это отношение выхода второй группы (сумма выходов от ^{132}I и ^{87}Br) к первой (выход ^{87}Br), получаемое при разложении кривой спада активности по традиционному методу наименьших квадратов (МНК). Второй тип - это отношение выходов запаздывающих нейтронов от ^{132}I и ^{87}Br , получаемое при расщеплении второй группы новым методом [3]. Последнее отношение для ^{239}Pu по сравнению с ^{235}U приблизительно вдвое превышает отношение выхода смешанной второй группы к первой, и таким образом, при той же экспериментальной информации может быть получено более лучшее разрешение.

Сравним отношение выходов двух групп запаздывающих нейтронов для смеси делящихся изотопов, предпологая, что это отношение известно для каждого из них

$$y = \frac{\frac{y_{2a}}{y_{1a}} \lambda_a + \frac{y_{1b}}{y_{1a}} \frac{\sigma_{fb}}{\sigma_{fa}} (1 - \lambda_a) \frac{y_{2b}}{y_{1b}}}{\lambda_a + \frac{y_{1b}}{y_{1a}} \frac{\sigma_{fb}}{\sigma_{fa}} (1 - \lambda_a)} \quad (1)$$

где y - выход запаздывающих нейтронов группы соответствующего изотопа (если используется этот символ без индексов, то он относится к смеси делящихся изотопов), σ_f - сечение деления соответствующего изотопа, λ_a - процентное содержание изотопа ^{235}U в смеси, индексы a и b относятся к ^{235}U и ^{239}Pu , индексы 1 и 2 отвечают выходам запаздывающих нейтронов от первой и второй группы.

Эта зависимость отношения выходов двух групп от концентрации делящихся изотопов является гиперболической. Более компактный и удобный вид уравнение (1) приобретает после приведения к асимптотическим осям

$$y' \lambda_a = \frac{\frac{y_{1b}}{y_{1a}} \frac{\sigma_{fb}}{\sigma_{fa}}}{\left(1 - \frac{y_{1b}}{y_{1a}} \frac{\sigma_{fb}}{\sigma_{fa}}\right)^2} \left(\frac{y_{2b}}{y_{1b}} - \frac{y_{2a}}{y_{1a}}\right) \quad (2)$$

Из приведенных уравнений следует, что для расчета искомой зависимости помимо отношения выходов двух групп запаздывающих нейтронов для чистых делящихся изотопов необходимо знать отношение сечений деления и отношение выходов запаздывающих нейтронов на акт деления от первой группы. Значение $\frac{y_{1b}}{y_{1a}} \frac{\sigma_{fb}}{\sigma_{fa}}$ (оно везде присутствует в виде произведения) можно определить как по имеющимся литературным данным, так и непосредственно из нашего экспериментального определения зависимости $y(\lambda_a)$. Если найдены отношения выходов запаздывающих нейтронов от двух групп для нескольких смесей этих изотопов (обозначим их индексами i, j, k) с известной концентрацией, то для любой комбинации трех смесей можно составить систему уравнений:

$$\begin{aligned} (y_i - y_{ae})(\lambda_{ia} - \lambda_{ae}) &= \\ (y_j - y_{ae})(\lambda_{ja} - \lambda_{ae}) &= \\ (y_k - y_{ae})(\lambda_{ka} - \lambda_{ae}) &= \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь y_{ae} , λ_{ae} - координаты асимптотических осей в старой системе. Из записанной цепочки уравнений (3) сразу же находятся y_{ae} и λ_{ae} , а по последнему из них находится значение отношения $\frac{y_{1b}}{y_{1a}}$ по следующему выражению

$$\frac{y_{1b}}{y_{1a}} = \frac{\sigma_{fa}}{\sigma_{fb}} \frac{\lambda_{ae}}{1 - \lambda_{ae}} \quad (4)$$

Таким образом может быть решена еще и другая задача: определено отношение абсолютных выходов первой группы запаздывающих нейтронов для двух делящихся изотопов. Этот способ имеет явное преимущество перед прямыми измерениями, так как мы в данном случае избегаем двукратной калибровки потока нейтронов, индуцирующих деление ядер, и определяем искомую величину одновременно по нескольким точкам.

Процентное содержание для двух изотопных композиций λ_{ia} и λ_{ja} можно различить, если разность значений y в этих двух точках превышает сумму абсолютных ошибок. Полагая, что относительная ошибка в сравниваемых точках одинакова, приходим к выводу, что в системе координат - асимптотических осей гиперболы - шаг по оси λ_a вдвое превышает относительную ошибку y . Вследствие этого, для того, чтобы различать две смеси с концентрацией, отличающейся на 5%, необходимо знать отношение выходов двух групп с точностью не хуже 2,5%.

Эксперименты проводились с шестью образцами смеси весом около одного грамма каждой, отличающимися друг от друга приблизительно двадцатипроцентным содержанием одного из делящихся изотопов. Смесь порошков UO_2 и PuO_2 поочередно облучалась тепловыми нейтронами и регистрировалась

спад активности запаздывающих нейтронов. Тепловые нейтроны получались при замедлении быстрых из $I(p,n)He^3$ реакции в блоке полиэтилена, окружавшем мишень и облучаемый образец. Эксперименты производились на ускорителе КТ-2,5 при энергии протонов 1,7 Мэв. Для каждого образца регистрировались несколько серий спада нейтронной активности, так чтобы интегральный счет составлял 700 000 импульсов на серию за время регистрации (1024 сек).

Разложение кривой спада активности запаздывающих нейтронов по МНК производилось при заданных периодах полураспада, в качестве которых использовались данные ^{239}Pu [4]. При определении отношения выходов запаздывающих нейтронов от ^{137}U и ^{85}Br задавались следующие периоды полураспада: 55,6; 24,7; 16,3; 6,1; 4,45; 2,5; 2,0; 1,5; 1,0; 0,5 сек. Ошибки, как при разложении по МНК, так и при выделении отношения выходов запаздывающих нейтронов от ^{137}U и ^{85}Br , определялись как среднеквадратические по соответствующему числу серий. Результаты обработки данных приведены на рис.1.

Первая задача заключалась в нахождении положения асимптотических осей λ_{ac} и λ_{sc} из системы уравнений (3), а затем в определении отношения выходов запаздывающих нейтронов от ^{85}Br на акт деления для двух делящихся изотопов. Следует отметить, что положение асимптоты λ_{sc} не зависит от способа обработки результатов. Достигнутая в наших измерениях точность отношения

$$\frac{\lambda_{sc}}{\lambda_{ac}} = 0,397 \pm 0,047 \text{ значительно лучше, чем в прямых измерениях } \frac{\lambda_{sc}}{\lambda_{ac}} = 0,41 \pm 0,17 [4].$$

Второй задачей и конечной целью данной работы является нахождение достижимой точности в определении относительной концентрации смеси двух делящихся изотопов. После того как найдено положение асимптотических осей, критерием точности является разброс величины

$$\lambda'_{sc} = const$$

Полученные результаты показывают, что в случае обработки по МНК ошибка среднего значения λ'_{sc} оставляет $\approx 1\%$. Поэтому можно гарантировать разрешение (то есть определение процентного содержания ^{235}U) при обработке по МНК не хуже 5%, а при обработке по новому методу $\sim 2-3\%$.

Л и т е р а т у р а

1. Research and Development for Safeguards; Technical Branch, Division of International Affairs. USAEC (May 1, 1967).
2. Максютенко Б.П., Тараско М.З. Препринт ФЭИ-370, Обнинск, 1972.
3. Максютенко Б.П., Тараско М.З. Положительное решение от 16.II.1973 по заявке № 1902062/26-25 с приоритетом от 4.4.1973.
4. Кишин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов, Москва, Атомиздат, 1967.

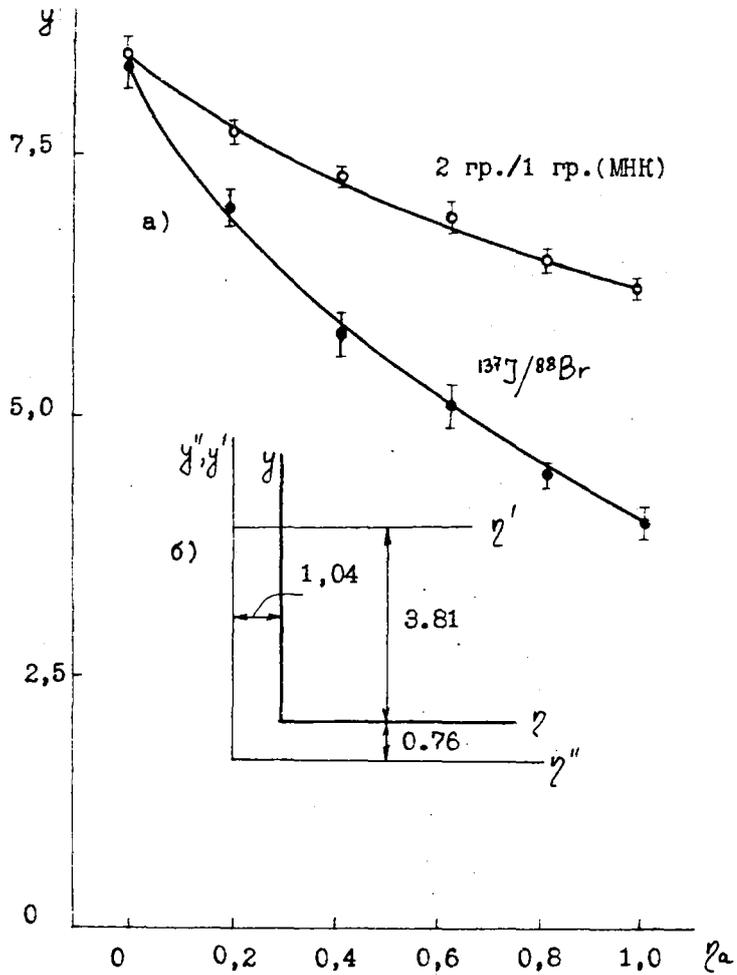


Рис. I.

- а). Отношение выходов запаздывающих нейтронов в зависимости от концентрации ^{235}U .
 б). Схема расположения натуральных осей (z, y) и асимптотических: при разложении по МНК (z', y') и для отношения выходов $^{137}\text{I}/^{88}\text{Br}(z'', y'')$.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 13,4-14,8 МЭВ НА ^{208}Pb И ИЗОСПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

Г.Э.Беловицкий, А.Е.Воронков, О.С.Пресняк

Abstract - Аннотация

THE 13,4-14,8 MEV NEUTRON ELASTIC SCATTERING ON ^{208}Pb AND ISOSPIN DEPENDENCE OF THE OPTICAL POTENTIAL. The analysis of the experimental data the 13,4-14,8 MeV neutron elastic scattering is made. These data are compared with the data of the (p,p) scattering. The magnitude of the isospin part of the optical potential is estimated.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 13,4-14,8 МЭВ НА ^{208}Pb И ИЗОСПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА. На основе анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию нейтронов 13,4-14,8 Мэв на ^{208}Pb и сравнения с аналогичными данными, полученными в (p,p) рассеянии, определено значение изоспиновой части оптического потенциала.

В последние годы интенсивно ведутся экспериментальные исследования зависимости оптического потенциала от нейтронного избытка или параметра симметрии $\lambda = (N-Z)/A$. В большинстве работ принимается: $V = V_0 \pm V_1 \lambda$, где V_1 - потенциал симметрии. Знак (+) для протонов, (-) для нейтронов.

V_1 определялось в различного рода опытах по упругому рассеянию частиц в реакциях (p,n) и другими способами [1,2]. Из опытов по упругому рассеянию протонов $V_1 = 25$ Мэв [3]. Результаты для нейтронов более скудные и менее определены. Из измерений σ_t при $E_n = 14$ Мэв для ряда изотопов [4] $V_1 \approx 17$ Мэв. Из упругого рассеяния нейтронов 6-8 Мэв на ядрах от A_0 до $8i$ $V_1 \approx 12,5 \pm 2,5$ Мэв [5], а из упругого рассеяния нейтронов с энергией 14,7 Мэв на изотопах Fe, Ni и Co $V_1 = 29 \pm 6$ Мэв [2]. Такой большой разброс в значениях V_1 для нейтронов нуждается в дополнительном экспериментальном исследовании.

В настоящей работе выполнены измерения упругого рассеяния нейтронов 13,4-14,8 Мэв на ^{208}Pb . На основе совместного анализа (n,n) и (p,p) рассеяния на ^{208}Pb в том же интервале энергии протонов [6], определено значение V_1 и его зависимость от энергии нуклонов.

Нейтроны с энергией 13,4-14,8 Мэв получались в реакции $T(d,n)^4\text{He}$ при бомбардировке толстой $Zr + T$ мишени дейтонами с энергией $\approx 0,25$ Мэв. Энергия нейтронов определялась углом между направлениями первичного пучка дейтонов и мишенного рассеивателя. Энергетический разброс первичных нейтронов ± 150 кэв. Угловое разрешение $\pm 10^\circ$. Рассеиватель ^{208}Pb (обогащение 98%). Размер, вес рассеивателя и геометрия опытов приведена в [7]. Нейтроны регистрировались с помощью ядерных фотосмульсий НИКФИ К-400 μ . Методика измерений энергетических спектров рассеянных нейтронов, защиты фотопластинок от фоновых нейтронов и расчета дифференциальных сечений упругого рассеяния описаны в ряде работ (ссылки в [7]).

На рис. 1 приведены угловые распределения упруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 13,7 и 14 Мэв в диапазоне углов 47-136 $^\circ$ и теоретические кривые, рассчитанные нами на основе оптической модели ядра.

На рис. 2 приведена энергетическая зависимость упругого рассеяния для углов рассеяния 35 $^\circ$, 72 $^\circ$, 92 $^\circ$, 136 $^\circ$. Прямые линии проведены по методу наименьших квадратов. Указания на рисунке ошибки включают статистическую и экспериментальную ошибки.

Для определения изоспиновой части оптического потенциала были выполнены расчеты с потенциалом, который использовался при анализе опытов по упругому рассеянию протонов на ^{208}Pb [6].

$$U(r) = -V \cdot f(r, R_r, a_r) - i W \cdot f(r, R_i, a_i) - V_{s0} / r \cdot a_{s0} \times \\ \times e^{(r-R_{s0})/a_{s0}} \cdot f^{-2}(r, R_s, a_s) \cdot 2\bar{\ell} \cdot \bar{s}, \quad \text{где } f(r, R, a) = [1 + e^{\frac{r-R}{a}}]^{-1}$$

$$V_{s0} = 5,0 \text{ Мэв} \cdot f^2; \quad r_v = r_w = r_{s0} = 1,25 f; \quad a_v = a_w = a_{s0} = 0,65 f;$$

$$R_r = R_i = R_{s0} = r \cdot A^{1/3} f.$$

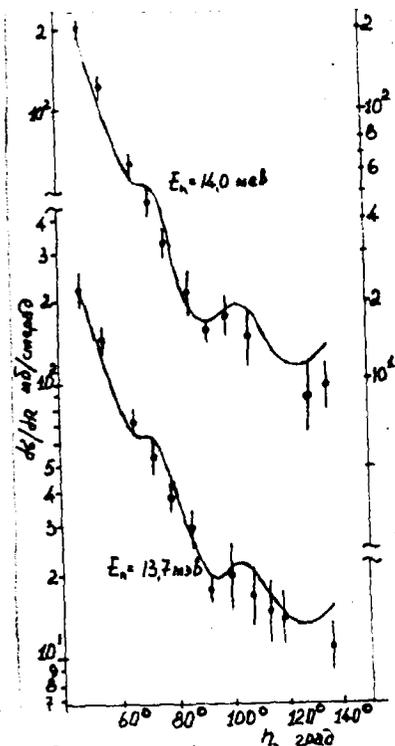


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 13,7 и 14 Мэв на ^{208}Pb .

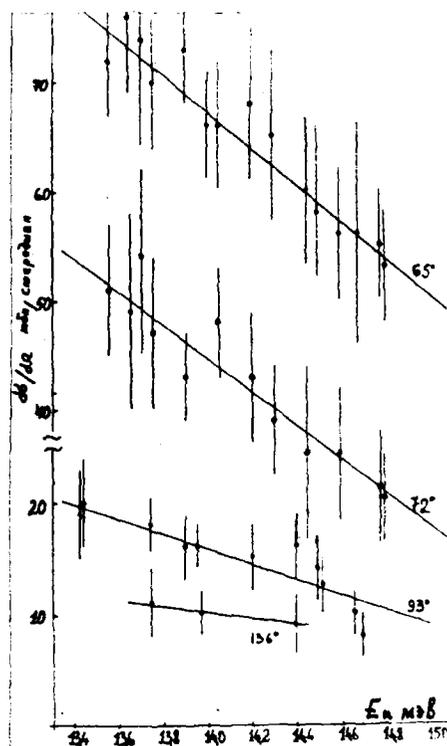


Рис. 2. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов для углов рассеяния $\eta = 65^\circ, 72^\circ, 93^\circ$ и 136° .

В наших расчетах геометрические параметры, тип поглощения и V_{so} взяты такими же, варьировались только силовые параметры V и W . Для данного углового распределения упруго рассеянных нейтронов оптимальные значения V и W получались подгонкой теоретических кривых (усредненных по $\pm 10^\circ$ интервалу) к экспериментальным данным по минимуму χ^2 . В качестве дополнительных экспериментальных данных использовались G_2 из [8].

Значения V и W для 4-х энергий нейтронов приведены в таблице. Изоспиновая часть потенциала вычислялась по формуле: $V_1 = (V_p - V - \Delta_e)/2$, где $\Delta_e = 0,27 \cdot Z/A^{1/3}$ - кулоновская поправка. Значения V_p , взятые из [6], и значения V_1 , вычисленные нами, приведены в таблице (для $E_p = 14,8$ Мэв V_p получено линейной экстраполяцией).

Таблица

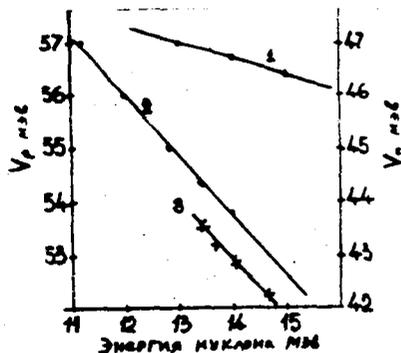
| $E_n = E_p$, Мэв | V , Мэв | W , Мэв | χ^2 | V_p , Мэв | V_1 , Мэв |
|-------------------|-----------|-----------|----------|-------------|-------------|
| 13,4 | 43,7 | 4,4 | 2,3 | 54,4 | 16,5 |
| 13,7 | 43,3 | 4,4 | 1,7 | 54,1 | 16,7 |
| 14,0 | 43,0 | 4,5 | 2,6 | 53,8 | 16,7 |
| 14,8 | 42,1 | 4,5 | 3,0 | 52,9 | 16,5 |

Как видно из таблицы $V_1 \approx 16,6$ Мэв. Близкое к этому значение V_1 было получено и в опытах с нейтронами 6-8 Мэв [5]. Это указывает на отсутствие заметной энергетической зависи-

ности V , для нейтронов с энергией до 15 Мэв. Следует отметить, что варьирование геометрических параметров мнимой части потенциала r_1 и a_1 не приводит к заметному изменению V_s .

В [9] было показано, что из-за неоднозначностей V , r и a значительно лучшей характеристикой оптического потенциала является объемный интеграл на один нуклон: $J_{RS}/A = \frac{4}{3}\pi r^3 \cdot V_{RS} (1 + x^2 a^2 / r^2 A^2)$. Изоспиновая зависимость от реальной части потенциала имеет вид [9]: $J_{RS}/A = J_d \pm \chi J_d \cdot I$, где J_d - объемный интеграл спин-изоспин независимой части нуклон-нуклонного потенциала, а χ - константа, характеризующая величину изоспинового члена нуклон-нуклонного потенциала. Знак (+) для протонов, (-) - для нейтронов. Из опытов по упругому рассеянию можно получить J_{RS}/A для протонов и нейтронов. Это позволяет вычислить константу: $\chi = [(J_{RS}/A)_p - (J_{RS}/A)_n] / 2\alpha \cdot J_d$ и сравнить ее со значениями, полученными из другого рода опытов, а также в рамках обычной оптической модели ядра. Для протонов и нейтронов с энергией 14 Мэв, используя приведенные в таблице данные получаем: $(J_{RS}/A)_p = 470 \pm 12$, $(J_{RS}/A)_n = 380 \pm 14$. Значение $J_d = 400$ Мэв f^3 взято из [7]. Подстановка этих величин в формулу дает $\chi \approx 0,56$. В рамках обычной оптической модели $\chi = V_1/V_0 = 0,32E = 16,5/46,3 = 0,4$. Эти значения χ находятся в хорошем согласии между собой и с результатами [9] и не согласуются со значениями $\chi \approx 1,0$, полученными в [2,5].

В заключение рассмотрим энергетическую зависимость действительной части оптического потенциала, полученную в различных работах. Результаты представлены на рис. 3. По оси абсцисс отложена энергия нуклонов в Мэв по оси абсцисс отложена энергия нуклонов в Мэв по оси ординат значения V в Мэв, на левой шкале для протонов, на правой для нейтронов. Прямые 1,2,3 получены из работы [3] для нейтронов, из ^{208}Pb (p,p) рассеяния [6] и из наших опытов соответственно. Наклон прямых 2 и 3 одинаков и заметно отличается от наклона прямой 1. Зависимость для $V \approx 50,5-1,18(E-8)$, имеющая тот же вид, что и в [6], хорошо описывает экспериментальные данные, приведенные на рис. 2.



Л и т е р а т у р а

1. Димин А.И., Каминкер Д.М., Головня Б.Б. Изв. АН СССР, сер. физ. 1969, 33, 1294.
2. Тутубалин А.И., Кличарев А.Н., Головня В.Я., Качан А.С. "Ядерная физика". 1974, 19, 959.
3. Veschetti T.D., Greenlees Jr., G.W. Phys.Rev., 1969, 182, 1190.
4. Димин А.И., Каминкер Д.И., Попова Т.И., Смолин В.А. Изв. АН СССР, сер. физ. 1972, 34, 852.
5. Holmqvist V. Ark. Fysik, 1968, 38, 403.
6. T.Mo., R.H. Davis. Phys.Rev. 1972, 6, 231.
7. Беловицкий Г.Е., Колесникова Л.Н., Франк И.М. "Ядерная физика", 1972, 15, 662.
8. Бенецкий Б.А., Нефедов В.В., Франк И.М., Штраних И.В. Краткое сообщение по физике. ФИАН, 1970, 12, 82.
9. Greenlees G.W. et al. Phys. Rev. 1968, 171, 1115.

ПОЛНЫЕ ВЫХОДЫ ФОТОНЕЙТРОНОВ ИЗ ^{232}Th И ^{239}Pu

Г.П.Антропов, В.А.Вахламов, С.В.Ежарева, В.С.Русских, И.Е.Митрофанов

Abstract- Аннотация

THE TOTAL PHOTONEUTRON YIELDS FOR ^{232}Th and ^{239}Pu . The total photoneutron cross-section for ^{232}Th and ^{239}Pu in the energy range of 5-20 MeV with 100 keV step has been measured. Stepwise stabilization scheme of the bremsstrahlung betatron beam energy was used for the measurement. Complicated resonance structure was discovered in the cross-section motion at the studied interval E. The possible reasons of its appearance are discussed.

ПОЛНЫЕ ВЫХОДЫ ФОТОНЕЙТРОНОВ ИЗ ^{232}Th И ^{239}Pu . Измерено сечение полного выхода фотонейтронов для ^{232}Th и ^{239}Pu в энергетическом диапазоне E_γ 5-20 МэВ с шагом 100 кэВ. Измерения проведены с помощью схемы "ступенчатой" стабилизации энергии бетатрона на тормозном пучке. В ходе сечения по исследованному интервалу E_γ обнаружена сложная резонансная структура, обсуждаются возможные причины ее появления.

В в е д е н и е

Данная работа посвящена изучению полных выходов фотонейтронов из ядер ^{232}Th и ^{239}Pu . Результаты могут служить для углубления понимания механизма поглощения γ -квантов и процесса фотоделения.

Эксперимент. Измерения были выполнены на тормозном пучке бетатрона с использованием схемы ступенчатой стабилизации энергии электронов, подробно описанной в [1]. Измерительная схема предусматривала учет парциального вклада запаздывающих нейтронов. Статистическая точность кривых выхода фотонейтронов была не хуже 0,1% при максимальной энергии ($E_{\text{max}} \sim 20$ МэВ).

Кривые выхода обрабатывались по таблицам Пенфольда и Лейса с шагом 0,5 МэВ. В результате обработки получено сечение полного выхода фотонейтронов

$$\sigma_{\gamma,n} = \sigma_{\gamma,1n} + 2\sigma_{\gamma,2n} + \bar{\nu}\sigma_{\gamma,f} + (\bar{\nu} + 1)\sigma_{\gamma,nf} + \dots$$

$\sigma_{\gamma,n}; \sigma_{\gamma,m}$ - сечение реакций с вылетом одного, двух и т.д. нейтронов,

$\sigma_{\gamma f}$ - сечение фотоделения,

$\sigma_{\gamma,nf}$ - сечение эмиссионного деления,

$\bar{\nu}$ - среднее число нейтронов на акт деления.

Обсуждение. а). ^{232}Th

Сечение полного выхода нейтронов для ^{232}Th показано на рис. 1 а в диапазоне энергий $E = 5-18,5$ МэВ и на рис. 1 б в диапазоне $E_\gamma = 5-8,5$ МэВ (в увеличенном масштабе). Из рис. 1 а видно, что ход сечения выхода фотонейтронов обнаруживает сложную резонансную структуру, аналогичную полученной нами ранее для ^{238}U и ^{235}U ,

В последнее время появилось большое количество работ, в которых изучалось поведение $\sigma_{\gamma,f}$, $\sigma_{\gamma,n}$, $\sigma_{\gamma,n}$ (к сожалению в ограниченном энергетическом интервале $E = 5-9$ МэВ) [2,3,4] и наблюдалась промежуточная резонансная структура в ходе рассматриваемых сечений. На рис. 1 б видны нерегулярности $\sigma_{\gamma,n}$ при энергиях γ -квантов 5,6; 6,3 и 7,6 МэВ. В работе [5] наблюдался резонанс при $E_\gamma \sim 5,5$ МэВ, который объяснялся влиянием второго минимума в модели двугорбого барьера. В нашей работе здесь наблюдается излом, видимо подтверждающий существование резонанса, неразрешенного в настоящем эксперименте. При энергии $E_\gamma \sim 6,3$ МэВ наблюдается довольно сильный резонанс, наблюдавшийся ранее авторами, исследовавшими фотоделение либо полный выход фотонейтронов из ^{232}Th [2,3]. Этот резонанс подробно обсуждался в работе [6], где показано, что он связан с возбуждением делительного канала с $K=0$ и $I^\pi = I^-$. Резонанс при $E_\gamma = 7,5$ МэВ интенсивно обсуждается в последнее время, так как он обнаружен для целого ряда ядер: ^{235}U и ^{238}U [7, авторы наст. работы]; ^{236}U [2]; ^{232}Th [2]; ^{239}Pu (см. ниже).

Появление резонанса при энергиях на несколько МэВ выше барьеров деления непонятно. Трудно считать, что при такой энергии работает один определенный канал деления, а остальные каналы каким-то путем подавлены, тем более для целого ряда ядер. Кроме того хорошо известно, что при такой энергии угловая анизотропия осколков деления практически отсутствует, что, видимо, подтверждает от-

существование выделенного канала деления. Появление резонанса можно качественно объяснить при "динамическом" подходе к процессу деления [8], показывающим, что надбарьерные резонансы появляются вследствие изменения инерциальных параметров в процессе деления. Для объяснения появления этого резонанса для ряда ядер следует предположить одинаковое изменение для них инерциальных параметров. Непонятным обстоятельством при такой трактовке является следующее. Если воспользоваться данными по фотоделению и задать разумным значениям $\bar{\nu} = 2,5$ [3] видно, что этот резонанс не исчерпывается величиной $\sigma_{\gamma, f}$. Такая корреляция между резонансом фотоделения и резонансом конкурирующей реакции (в данном случае реакция γ, n) была обнаружена непосредственно измерением парциальных сечений в работе [4]. Можно, наконец, рассматривать возможность появления сугубо "фотоядерного" резонанса, то есть резонанса во входном канале. Следовательно для полного понимания картины необходимы дополнительные данные.

Сечение полного выхода нейтронов при энергиях выше 9 Мэв обнаруживает целый ряд резонансов. Интерпретация их осложнена, так как с увеличением энергии γ -квантов появляются новые возможности распада возбужденного ядра: эмиссионное деление (γ, nf) и ($\gamma, 2nf$), реакция ($\gamma, 2n$). Информация по этим парциальным сечениям отсутствует.

Следует отметить, что появление резонансной структуры фотоядерных реакций для тяжелых ядер не предсказывается существующими моделями гигантского резонанса, хотя делаются определенные шаги (например, предположение о потере жесткости ядра) [9].

б). ^{239}Pu

На рис. 2 а показано сечение полного выхода нейтронов для ^{239}Pu в диапазоне энергий $E_{\gamma} = 5-18$ Мэв и на рис. 2 б в диапазоне $E_{\gamma} = 5-8$ Мэв (в увеличенном масштабе). Сказанное выше о поведении сечения полного выхода фотонейтронов для ^{232}Th , большей частью относится и к ^{239}Pu . В работе [10] при изучении угловой анизотропии наблюдался излом в сечении при энергии $E_{\gamma} = 5,6$ Мэв, который трактуется как каналовый резонанс, относящийся к комбинации $K^{\pi} = 3/2^{-}$. В нашей работе при $E_{\gamma} = 5,6$ Мэв наблюдается хорошо выраженный резонанс, который, видимо, тождественен упоминаемому выше делительному резонансу.

К сожалению информация по парциальным сечениям фотоядерных реакций для ^{239}Pu много беднее, чем для ^{232}Th и, следовательно, интерпретация наблюдаемых в нашей работе резонансов затруднена. Следует упомянуть хорошо выраженные особенности в низкоэнергетичной области при $E_{\gamma} = 6,3; 7,5; 8,5$ Мэв (резонанс при $E_{\gamma} = 7,5$ Мэв обсуждался выше). Отметим, что ход сечения в области гигантского резонанса для ^{239}Pu обнаруживает меньшую структуру чем для ^{232}Th .

Таким образом, для более полного понимания наблюдаемой резонансной структуры необходимо получение дополнительной информации по парциальным сечениям, а также проведение совокупного анализа данных для возможно большего числа тяжелых ядер.

Мы предполагаем продвинуться по этому пути в ближайшем будущем.

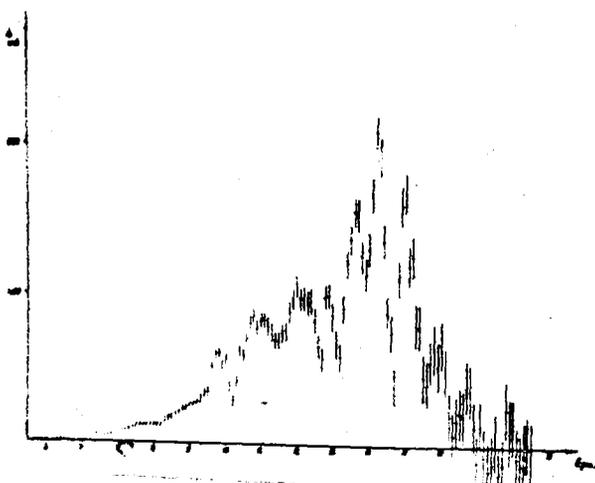


Рис. 1 а. $\sigma_{\gamma, n} \text{Th}^{232}$

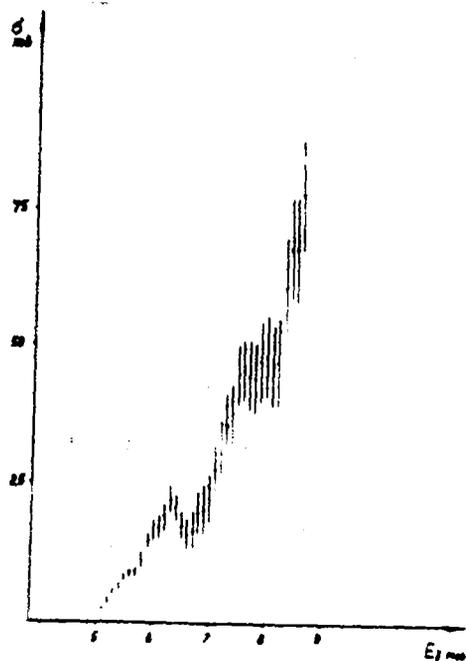


Рис. 1 б. $\sigma_{\gamma, n} \text{Th}^{232}$

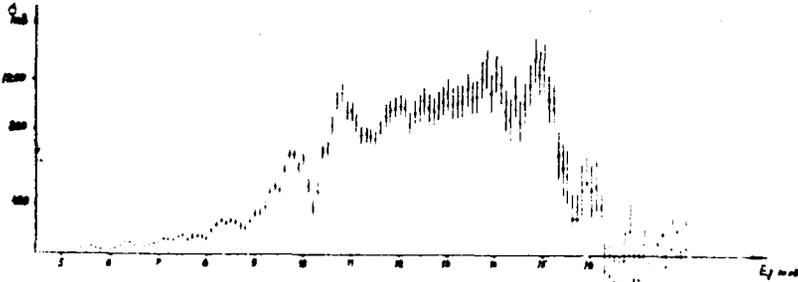


Рис. 2 а. $\sigma_{rN}^{239\text{Pu}}$

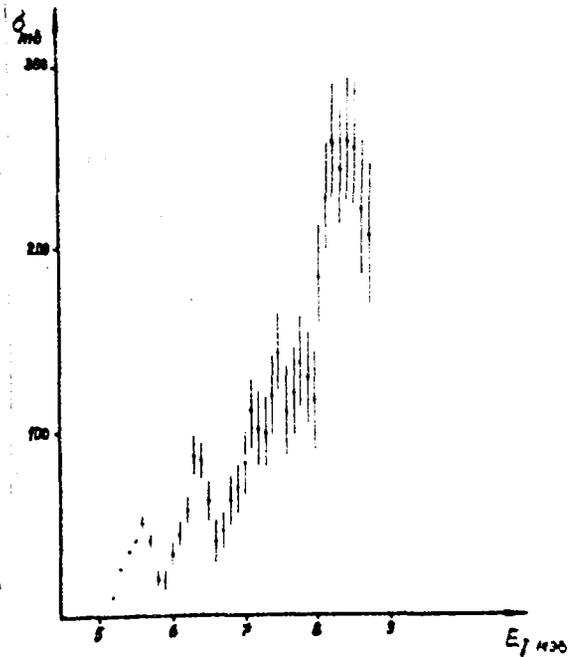


Рис. 2 б. $\sigma_{rN}^{239\text{Pu}}$

Л и т е р а т у р а

1. Богданкевич О.В., Горячев Б.И., Запевалов В.А. ФЭТФ, 1962, 42, 1502.
2. Yester M.V., Anderl R.A. and Morrison R.C. Nucl.Phys. 1973, A206, 593.
3. Marfa O.Y., Kuniyoshi S. and Goldemberg J. Nucl.Phys., 1972, A186, 110.
4. Marfa O.Y., Cesar M.P., Renner C. and Goldemberg J. Nucl.Phys. 1974, A236, 1.
5. Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Усачев Л.Н. и др. ЯФ, 1970, II, 508.
6. Knan A.M. and Knowles J.W. Nucl.Phys. 1972, A179, 333.
7. Anderl R.A., Yester M.V. and Morrison R.C. Nucl.Phys. 1973, A212, 221.
8. Hofmann H. Phys.Lett. 1972, 42B, 117.
9. Шиханов Б.С., Шевченко В.Г. ФЭЧ и АЯ, 1972, 3, 894.
10. Солдатов А.С., Ципенжк Ю.М., Смиренкин Г.Н. ЯФ, 1970, II, 992.

ИЗМЕРЕНИЕ ГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ γ - КВАНТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ ЭНЕРГИЕЙ 14 МЭВ С ЯДРАМИ N, O, Al, Fe, Pb И ПРОВЕРКА СИСТЕМЫ КОНСТАНТ γ - ОБРАЗОВАНИЯ В ИНТЕГРАЛЬНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Б.И.Суханов, П.Д.Смстрин

Abstract - Аннотация

MEASUREMENTS OF γ -QUANTA FORMATION GROUP CROSS-SECTIONS AT 14 MEV NEUTRONS INTERACTION WITH N, O, Al, Fe, Pb NUCLEI AND VERIFICATION OF γ -QUANTA FORMATION CONSTANTS IN AN INTEGRAL EXPERIMENT. The group cross-sections of γ -rays for 14 MeV neutrons were measured for N, O, Al, Fe, Pb. The contribution of continuum was taken into account. Integral experiment was carried out for the control of constants.

ИЗМЕРЕНИЕ ГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ γ - КВАНТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ ЭНЕРГИЕЙ 14 МЭВ С ЯДРАМИ N, O, Al, Fe, Pb И ПРОВЕРКА СИСТЕМЫ КОНСТАНТ γ - ОБРАЗОВАНИЯ В ИНТЕГРАЛЬНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ. Приведены результаты измерения групповых сечений образования γ - квантов при взаимодействии 14 Мэв нейтронов с N, O, Al, Fe, Pb. Сечения учитывают вклад непрерывной части γ -спектра. Проведен интегральный эксперимент с целью проверки системы групповых констант γ - образования.

Настоящая статья посвящена методике и результатам измерений γ -спектров и сечений образования γ -квантов, возникающих при взаимодействии 14 Мэв нейтронов с ядрами N, O, Al, Fe, Pb. Данные измерения являются одним из этапов работы по созданию системы констант γ -образования γ -квантов, возникающих при взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами. При постановке измерений ставилась задача определить групповые сечения образования γ -квантов, включающие кванты как дискретного, так и непрерывного спектров. Как известно, при исследовании сложных γ -спектров целесообразно использовать многокристалльные спектрометры совпадений, позволяющие однозначно интерпретировать аппаратный спектр. Нами использовались два сцинтилляционных γ -спектрометра: комптоновский - для измерений спектров γ -квантов в области энергий 0,5-2,5 Мэв и парный - для квантов с энергией 1,5-10 Мэв. Комптоновский γ -спектрометр состоит из двух датчиков с кристаллами стибьбена, имеющих схемы n, γ -разделения. Парный γ -спектрометр собран на основе трех ФЭУ с NaI(Tl). Энергетическое разрешение комптоновского спектрометра 15% для γ -линии 1 Мэв, парного 7% для 4,43 Мэв, что вполне приемлемо при определении групповых сечений γ -образования. От прямых 14 Мэв нейтронов все датчики защищались стальным конусом длиной 40 см, от рассеянных излучений - 10 см свинца. Принятые меры защиты детекторов и технические характеристики электронной схемы позволили получить в измерениях отношение эффекта к фону $\sim 0,35$. Относительная и абсолютная эффективность γ -спектрометров определялась с помощью γ -источников ^{137}Cs , ^{65}Zn , ^{60}Co , ^{24}Na , $\text{Pu} + \text{Be}$ известной интенсивности. Эти же источники использовались для получения аппаратной формы спектра (матрицы) от одиночной γ -линии, которая в дальнейшем требовалась при обработке аппаратных спектров. Измерения проводились в кольцевой геометрии. Изучались γ -кванты вылетающие под углом 85° к направлению первичных 14 Мэв нейтронов. Для учета γ -фона от нейтронов рассеянных на образце использовался γ -спектр, полученный с графитовым образцом. Величина фона для каждого исследованного элемента определялась в соответствии с отношением сечений рассеяния нейтронов для углерода и исследуемого элемента и составляла $\sim 10\%$ от фона "без образца". Обработка аппаратного спектра проводилась отдельно для его дискретной и непрерывной части. Величины сечений γ -образования определены по известному потоку 14 Мэв нейтронов. Наблюдается хорошее согласие с данными других авторов в сечениях для основных γ -линий железа (0,85 Мэв) и углерода (4,43 Мэв), используемых иногда в качестве опорных. В таблице I приведены полученные нами групповые сечения γ -образования для N, O, Al, Fe, Pb и результаты из работы [1]. Следует отметить незначительное число работ, в которых измерялся бы полный γ -спектр [3,4]. Как видно из таблицы даже для таких легких ядер, как азот и кислород, существует большой вклад в полное сечение γ -образования от квантов с непрерывным спектром.

Это качественно подтверждает результаты работы [2], в которой были проведены расчеты сечений рассеяния 14 Мэв нейтронов для азота и кислорода. На основании опубликованных работ и наших измерений предлагается система групповых констант γ - образования для квантов с энергией 0,5-10 Мэв при взаимодействии с ядрами N , O , Al , Fe , Pb нейтронов с энергией от 1 до 14 Мэв. В области энергий нейтронов 8-14 Мэв данные по γ - образованию, практически, отсутствуют и для получения сечений в этой области была использована линейная экстраполяция между крайними точками. Для проверки предложенных групповых констант γ - образования проведен интегральный эксперимент. Полусферические сборки из парафина и исследуемого материала облучались 14 Мэв нейтронами. Парафиновый рассеиватель смягчал спектр нейтронов так, что 70% числа вылетевших нейтронов имело энергию 11-14 Мэв. С помощью однокристалльного γ - спектрометра на стильбене измерялся спектр γ - квантов, возникающих в сборке (спектр комптоновских электронов в стильбене) и сравнивался с расчетным спектром, выполненным на ЭВМ для той же сборки. Между расчетом и экспериментом наблюдается расхождение около 30% (по площади). Учитывая, что в использованной сборке основная масса нейтронов заключена в области 11-14 Мэв, можно предположить, что одной из вероятных причин расхождения является незаконность линейного экстраполирования сечений γ - образования для области энергий нейтронов 8-14 Мэв. Необходима экспериментальная проверка сечений γ - образования для нейтронов этого диапазона энергий. Планируется проведение таких измерений для 10 Мэв нейтронов.

Таблица I

Групповые сечения γ - образования на 14 Мэв нейтронах мбарн. (I-сечения для дискретных линий, II - сечения для непрерывного спектра).

| E _γ , Мэв | А з о т | | | Кислород | | | Алюминий | | | Железо | | | Свинец | | | | |
|----------------------|---------|-----|-----|----------|-----|-----|----------|-----|-------|--------|------|-------|--------|------|------|------|------|
| | I | II | Σ | I | II | Σ | I | II | Σ [I] | I | II | Σ [I] | I | II | Σ | | |
| 0,5-1,0 | 15 | 87 | 102 | - | 71 | 71 | 146 | 82 | 228 | - | 768 | 742 | 1510 | - | 1790 | 1390 | 3180 |
| 1,0-1,5 | - | 80 | 80 | - | 65 | 65 | 60 | 74 | 132 | - | 307 | 668 | 970 | - | 360 | 680 | 1040 |
| 1,5-2,0 | 32 | 73 | 105 | - | 56 | 56 | 190 | 45 | 235 | - | 103 | 289 | 392 | - | 258 | 390 | 648 |
| 2,0-2,5 | 90 | 58 | 148 | - | 43 | 43 | 145 | 61 | 206 | 210 | 94 | 256 | 350 | 300 | 77 | 330 | 407 |
| 2,5-3,0 | 6 | 55 | 61 | 49 | 27 | 76 | 73 | 49 | 122 | 180 | 82 | 150 | 232 | 234 | 255 | 195 | 450 |
| 3,0-3,5 | 6 | 45 | 51 | - | 40 | 40 | 50 | 36 | 86 | 100 | 40 | 83 | 123 | 180 | - | 180 | 180 |
| 3,5-4,0 | 50 | 33 | 83 | 98 | 18 | 116 | - | 41 | 41 | 60 | - | 99 | 99 | 120 | - | 91 | 91 |
| 4,0-4,5 | 61 | 32 | 93 | 26 | 19 | 45 | 13 | 37 | 50 | 55 | - | 85 | 85 | 100 | - | 75 | 75 |
| 4,5-5,0 | - | 23 | 23 | - | 15 | 15 | - | 38 | 38 | 40 | - | 57 | 57 | 75 | - | 70 | 70 |
| 5,0-5,5 | 52 | 24 | 76 | - | 16 | 16 | - | 31 | 31 | 40 | - | 50 | 50 | 70 | - | 49 | 49 |
| 5,5-6,0 | - | 23 | 23 | - | 17 | 17 | - | 23 | 23 | 26 | - | 53 | 53 | 55 | - | 35 | 35 |
| 6,0-6,5 | - | 21 | 21 | 129 | 18 | 147 | - | 28 | 28 | 30 | - | 33 | 33 | 57 | - | 21 | 21 |
| 6,5-7,0 | 36 | 15 | 51 | 46 | 17 | 63 | - | 12 | 12 | 19 | - | 37 | 37 | 50 | - | 19 | 19 |
| 7,0-7,5 | 25 | 10 | 35 | 47 | 18 | 65 | - | 11 | 11 | 18 | - | 16 | 16 | 40 | - | 16 | 16 |
| 7,5-8,0 | - | 10 | 10 | 19 | 11 | 30 | - | 17 | 17 | 15 | - | 19 | 19 | 32 | - | 10 | 10 |
| 8,0-8,5 | - | 8 | 8 | - | - | - | - | 11 | 11 | 6 | - | 8 | 8 | 20 | - | - | - |
| 8,5-9,0 | - | 6 | 6 | - | 9 | 9 | - | 8 | 8 | 3 | - | 10 | 10 | 15 | - | 15 | 15 |
| 9,0-9,5 | - | 9 | 9 | - | - | - | - | - | - | - | - | 3 | 3 | 7 | - | - | - |
| Σ мбарн | 373 | 602 | 975 | 414 | 460 | 874 | 677 | 604 | 1281 | 802 | 1389 | 2658 | 4047 | 1355 | 2740 | 3571 | 6311 |

Л и т е р а т у р а

1. Caldwell R.L., Mills W. Nucl.Sci.Eng. 1960,8,173.
2. Hansen L.F., Anderson J.D. Nucl.Sci. and Eng.1970,40,262.
3. Dickens J.K, Morgan G.L. Nucl.Sci. and Eng. 1973, 50, 311.
4. Orphan V.J., Hoot C.G. Trans. Am. Nucl.Soc.1971, 14,2,897.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕНСИВНОГО ИСТОЧНИКА МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ,
РЕАЛИЗУЕМОГО НА МЕЗОННЫХ ФАБРИКАХ

Э.И.Дубовой, В.А.Голышков

Abstract - Аннотация

CHARACTERISTICS OF AN INTENSE SOURCE OF MONOKINETIC NEUTRONS TO BE REALIZED ON MESON FACILITIES. Characteristics of a intense source of monokinetic neutrons based on bombardment of a deuteron target by high energy protons are calculated. The source of this kind can be realized on meson facilities.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕНСИВНОГО ИСТОЧНИКА МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ, РЕАЛИЗУЕМОГО НА МЕЗОННЫХ ФАБРИКАХ. Рассчитаны характеристики высокоинтенсивного источника моноэнергетических нейтронов, обоснованного на бомбардировке дейтериевой мишени высокоэнергетическими протонами. Такой источник можно реализовать на мезонных фабриках.

§ 1. Целесообразность создания источника

На основе мезонных фабрик можно создать интенсивные источники моноэнергетических нейтронов с энергиями порядка сотен Мэв. Нейтронные источники необходимы для таких задач как измерение полных нейтронных сечений, изучение процессов деления ядер под действием энергичных нейтронов, множественного испускания нейтронов и заряженных частиц. Такие источники полезны для проверки различных теоретических моделей при средних и высоких энергиях. Например, при анализе ядерных реакций методом фейнмановских диаграмм, в диаграммах всегда имеется вершина взаимодействия налетающей частицы с виртуальными нуклонами ядра при малой их относительной энергии (независимо от энергии налетающей частицы!). В этой вершине необходимо учитывать влияние кулоновского взаимодействия. На современной стадии создания теории ядерных реакций, когда имеются принципиальные и технические трудности расчета амплитуд реакций даже с помощью простейших полукруглых и треугольных диаграмм, важно создавать в эксперименте такие ситуации, которые разумно упростят картину взаимодействия, в частности, устраняют дополнительные сложности учета кулоновского взаимодействия в механизме реакции. Поэтому реакциям на нейтронах следует отдать предпочтение. Применение нейтронов наиболее эффективно в неупругом рассеянии нуклона на дейтоне, так как вообще исключает кулоновское взаимодействие во всех вершинах фейнмановских диаграмм, описывающих неупругое рассеяние $d(n, np)n$ [1] (см. также рис.1).

Обычно применяемая для получения моноэнергетических нейтронов времени пролетная методика становится трудно осуществимой и дорогой при получении нейтронов с энергиями более 100 Мэв, так как требует большой пролетной базы. Поэтому целесообразно в качестве источника выбрать реакцию, дающую нейтроны, не требующие дальнейшей монохроматизации. Физическим процессом, приводящим к возникновению интенсивного пика в энергетическом распределении вторичных нейтронов, служит взаимодействие в конечном состоянии в (p, n) реакциях [1,2].

§ 2. Спектр и угловое распределение нейтронов в реакции $d(p, n)2p$.

На рис. 1 приведена совокупность простейших фейнмановских диаграмм, определяющих амплитуду реакции

(1)

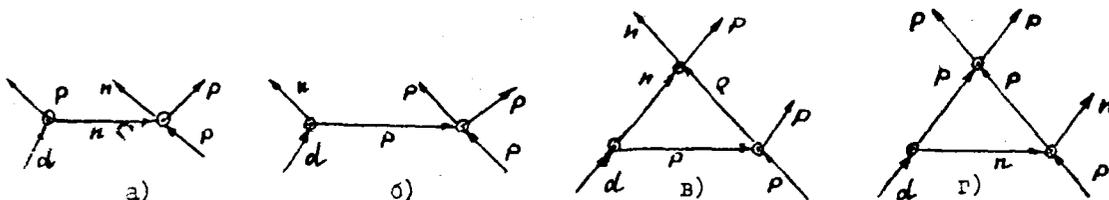


Рис. 1.

Из диаграмм рис. 1 только диаграмма 1 г определяет форму дифференциального сечения вылета вперед моноэнергетических нейтронов вблизи верхней границы спектра [1,2]. Амплитуда T , отвечающая этой диаграмме (в приближении, учитывающем слабое изменение амплитуды виртуального нейтрон-протонного рассеяния при высоких энергиях) имеет вид [1,2].

$$T(E_0, \theta_n, \omega) = C \cdot f_{pp}(\omega) f_{np}(\theta_n, E_0) \cdot \frac{1}{q} \ln \frac{q/2 + i\sqrt{mE} + \sqrt{m\omega}}{-q/2 + i\sqrt{mE} + \sqrt{m\omega}} \quad (2)$$

Здесь ω - относительная энергия вылетающих протонов в (1) [2], $q^2 = 4m(E_0 - E - \omega - E_n)$. Подставляя (2) в формулу для дифференциального сечения [2], находим форму спектра и угловое распределение нейтронов $d^2\sigma/d\Omega_n dE_n$.

На рис. 2 приведено сравнение форм экспериментально измеренных спектров [4-6] нейтронов, вылетающих вперед в (p, n) реакциях на ${}^7\text{Li}$ (кривая 1), ${}^9\text{Be}$ (кривая 2) и ${}^4\text{H}$ (сплошная кривая) при энергиях $E_0 = 60, 155$ и 430 МэВ. Экспериментальные данные по форме спектра нейтронов реакции (1) имеются только до 155 МэВ. Штрих-пунктирными кривыми приведен спектр нейтронов, вылетающих вперед в реакции (1), для 155 и 430 МэВ, рассчитанный посредством (2).

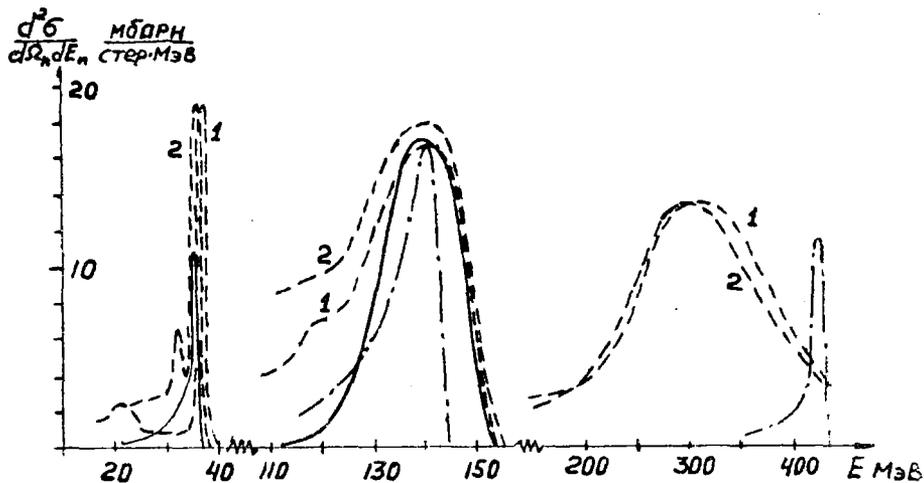


Рис. 2.

При $E_0 = 30 - 60$ МэВ интенсивность пучка моноэнергетических нейтронов на ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ в 2 раза больше, чем в реакции (1) (на одно ядро), а ширина энергетического распределения одинакова. Однако, по мере роста начальной энергии, спектр нейтронов в случае мишени из лития и бериллия размывается и смещается в сторону меньших энергий. Этого не происходит со спектром нейтронов из (1). Рассчитанная форма углового распределения приведена на рис. 3. При 155 МэВ это распределение (кривая 1) сравнивается с экспериментальным [3]. Из сравнения измеренных спектров в (p, n) реакции на ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ с экспериментальными и рассчитанными спектрами нейтронов в реакции (1), приходим к заключению о том, что в интервале энергий 150-1000 МэВ только источник на дейтериевой мишени позволяет получить интенсивный узкий пучок моноэнергетических нейтронов с энергией, близкой к энергии бомбардирующей частицы.

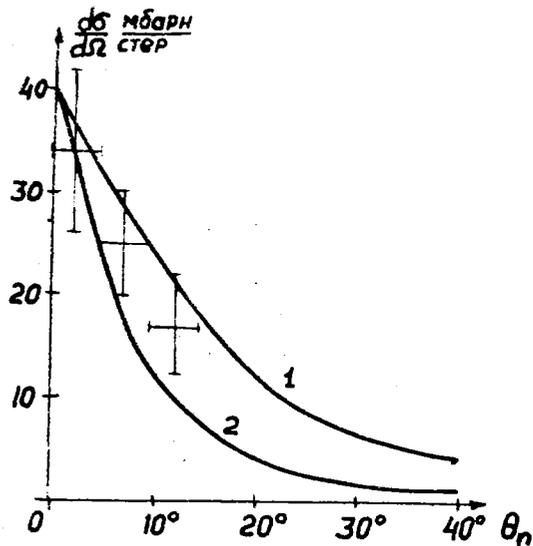


Рис. 3.

§ 3. Интенсивность источника моноэнергетических нейтронов

Согласно [3], собственное энергетическое распределение нейтронов в реакции (I) имеет ширину 1,4 Мэв из-за сильного p-p взаимодействия в конечном состоянии (см. диагр. I г). Поэтому практически ширина энергетического спектра нейтронов источника определяется разбросом энергий протонов в пучке ускорителя и потерями энергии протонами при прохождении дейтериевой мишени. При $E = 150$ Мэв в дейтерии потери составят 5 Мэв/г [3], поэтому для получения ширины энергетического распределения не более 10% от E_0 следует взять мишень толщиной 3 г/см². Сечение (I) для нейтронов, вылетающих вперед, при $E_0 = 150$ Мэв, равно 43 мбарн/стер. Число нейтронов N_n вылетающих в угле $\Delta\Omega = \pi(\Delta\theta)^2$ равно

$$N_n(\Delta\theta, E_0) = N_0 \mathcal{F} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \pi(\Delta\theta)^2 = 10^{-25} N_0 \mathcal{F}(\Delta\theta)^2 \quad (3)$$

где \mathcal{F} - поток протонов, падающих на мишень, N_0 - число ядер на см² мишени. Для $E_0 = 150$ Мэв находим $N_n = 0,1 (\Delta\theta)^2$. Эта величина согласуется с интенсивностью известного [3] источника. Вплоть до энергии $E_0 = 1000$ Мэв сечение реакции (I) почти постоянно [7], поэтому (3) имеет место в диапазоне энергий 100-1000 Мэв.

Л и т е р а т у р а

1. Дубовой Э.И., Шапиро С.И. ЖЭТФ, 1966, 51, 1251; 1967, 53, 1395.
2. Дубовой Э.И. ЯФ, 1967, 6, 753.
3. Meavday D.F. Nucl.Instr.Meth. 1971, 94, 421.
4. Jungeman J.A. et al. Nucl.Instr.Meth. 1971, 94, 421.
5. Bowen P.H. et al. Nucl.Phys. 1962, 30, 475.
6. Zoodell W.F., Loar H.H., Durbin R.P. Phys.Rev. 1953, 89, 724.
Бласов Н.А. Нейтроны. Изд. "Наука", М., 1971, 150.
7. Zeagrove J.D. Article in the book "Three body problem", Amsterdam, 1970.
8. Esten M.J., Griffiths T.C., Lush G.J. Rev.Mod.Phys. 1965, 37, 533.

ПАРАМЕТРЫ КИНЕТИКИ РАСТВОРНЫХ РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ

М.Д. Камчибеков

Abstract- Аннотация

KINETIC PARAMETERS OF SOLVENT FISSIONABLE SYSTEMS. In this paper relations for neutron generation rate, multiplication factor (K) and neutron lifetime (l) are obtained for solvent fissionable systems, using Green function. Results of calculations are compared with calculations of Monte-Carlo method. It is marked, that obtained formula for l may be useful for evaluation nuclear data.

ПАРАМЕТРЫ КИНЕТИКИ РАСТВОРНЫХ РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ. В настоящей работе методом "поколений" получены соотношения для скорости генерации нейтронов, коэффициента размножения (K) и времени жизни (l) в растворных системах, выраженные с помощью функции Грина. Результаты расчетов l сравниваются с расчетами методом Монте-Карло. Отмечено, что полученная формула для l может быть полезной при оценке ядерных констант.

Для оценки ядерных констант в настоящее время широко используются интегральные измерения [1,2]. При таком подходе к анализу констант размножающихся систем важная роль отводится расчетам коэффициента размножения (K), времени жизни нейтронов (l) и константы спада (d) в импульсных экспериментах. Сопоставляя теоретические величины K, l, d с их экспериментальными значениями, иногда оказывается возможным уточнить отдельные ядерные константы или, по крайней мере, оценить их погрешность. Наибольший интерес в этом смысле представляют аналитические расчеты. Обычно выражения для K и l получают с помощью аппарата сопряженных функций [3]. В настоящей работе аналитические выражения для кинетических параметров растворных размножающихся систем (K, l, d) найдены методом суммирования по поколениям в рамках сравнительно простой модели замедления.

Модель замедления

Замедление нейтронов в гомогенной среде с большим содержанием водорода, что характерно для растворных систем, происходит в основном в результате n-р столкновений.

Исходя из особенностей n-р рассеяния [4], можно предложить следующую модель замедления нейтронов в растворных системах:

- а) замедление нейтронов от энергии деления до энергии $E_0 \approx 10$ кэВ предполагается мгновенным,
- б) деление и захват нейтронов происходит главным образом при $E_n \approx 10$ кэВ,
- в) энергетические спектры нейтронов в области $E_n \approx 10$ кэВ определяются в V^2 -приближении.

Будем также считать, что вероятность нейтрону деления избежать утечки при замедлении до $E_0 \approx 10$ кэВ равна p_0 и что запаздывающими нейтронами в кинетике системы можно пренебречь.

Рассматривая замедляющиеся нейтроны по поколениям, нестационарные уравнения для спектров запишем следующим образом:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + v(\Sigma_t + DB^2)n_i = \int_0^{E_0} dE' v' \Sigma_f(E') W(E' \rightarrow E) n_i + Q_i(t) \cdot p_0 \cdot \delta(E - E_0) \quad (1)$$

($i = 0, 1, 2, \dots$)

где n_i - плотность замедляющихся нейтронов i-го поколения; $Q_i(t) = \int_0^{E_0} dE' v' \Sigma_f(E') n_{i-1}(E', t)$ - источник нейтронов для i-го поколения, $Q_0(t)$ - внешний источник (далее $Q_0(t) = \delta(t)$), D - коэффициент диффузии, DB^2 - геометрический параметр, $W(E' \rightarrow E)$ - индикатриса рассеяния, обозначения для макроскопических сечений - общепринятые.

Применим к (1) преобразование Лапласа по времени:

$$[s + v \Sigma_t + v DB^2] \bar{n}_i = \int_0^{E_0} dE' v' \Sigma_f(E') W(E' \rightarrow E) \bar{n}_i + \bar{Q}_i \cdot p_0 \cdot \delta(E - E_0) \quad (2)$$

($i = 0, 1, 2, \dots$)

где

$$\bar{n}_i = \int_0^\infty dt e^{-st} n_i(E, t), \quad \bar{Q}_i = \int_0^\infty dt e^{-st} Q_i(t).$$

Уравнения (1 а) можно записать в виде:

$$\bar{n}_i = \bar{Q}_i \cdot \rho_0 \cdot \bar{G}(E, E_0, s) \quad (2)$$

где $\bar{G}(E, E_0, s)$ - функция Грина задачи (1 а).
Вводя обозначение

$$\bar{x}(s) = \int_0^{E_0} dE v_f \Sigma_f v \bar{G}(E, E_0, s) \quad (3)$$

для образа \bar{Q}_i согласно (2) и определению \bar{Q}_i , получаем

$$\bar{Q}_i = \bar{Q}_{i-1} \cdot \rho_0 \cdot \bar{x}(s) = \bar{Q}_0 \cdot [\rho_0 \cdot \bar{x}(s)]^i \quad (4)$$

Откуда следует выражение для коэффициента размножения K

$$K = \frac{\int_0^\infty dt Q_{i+1}(t)}{\int_0^\infty dt Q_i(t)} = \frac{\bar{Q}_{i+1}(s=0)}{\bar{Q}_i(s=0)} = \rho_0 \cdot \bar{x}(s) \Big|_{s=0} \quad (5)$$

Так как $\rho_0 \bar{x}(s) \Big|_{s=0} = \int_0^\infty dt r_f(t)$, то $K = \int_0^\infty dt r_f(t)$ (6)

где

$$r_f(t) = \int_0^{E_0} dE v_f \Sigma_f v \rho_0 G(E, E_0, t)$$

Суммируя (4) по всем поколениям, находим выражение для скорости генерации нейтронов в рассматриваемой системе

$$\bar{Q}(s) = \sum_{i=0}^{\infty} \bar{Q}_i(s) = \bar{Q}_0(s) \cdot \sum_{i=0}^{\infty} [\rho_0 \bar{x}(s)]^i \quad (7)$$

Учитывая, что

$$|\rho_0 \bar{x}(s)| \leq \int_0^\infty dt e^{-t \operatorname{Re} s} r_f(t)$$

и имея в виду, что согласно физическим соображениям должно существовать такое λ_0 , при котором

$$\int_0^\infty dt e^{-\lambda_0 t} r_f(t) = 1 \quad (8)$$

получим условие сходимости ряда (7): $\operatorname{Re} s > \lambda_0$. В этом случае выражение для $\bar{Q}(s)$ переписывается в виде

$$\bar{Q}(s) = \frac{\bar{Q}_0}{1 - \rho_0 \bar{x}(s)} \quad (9)$$

Применяя к (9) обратное преобразование Лапласа по времени при $Q_0(t) = \delta(t)$, находим

$$Q(t) = \int_0^t dt' Q_0(t') \mathcal{F}(t-t') = \mathcal{F}(t), \quad \mathcal{F}(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} ds \frac{e^{st}}{1 - \rho_0 \bar{x}(s)} \quad (10)$$

Очевидно, что в интеграле Бромвича (10) должно быть $s_0 > \lambda_0$, а величина λ_0 определяется из (8).

Формулы (3,10) полностью определяют кинетическое поведение растворенных размножающих систем в импульсных экспериментах и, таким образом, дают принципиальную возможность для оценки входящих в них ядерных констант по результатам интегральных измерений.

Численные расчеты

Величина $\rho_0 \bar{\alpha}(s) \equiv K \frac{\bar{\alpha}(s)}{I(0)}$ была рассчитана при следующих допущениях:

- 1) замедление от 10 кэВ вплоть до тепловых энергий происходит на покоящихся ядрах H^1 ,
- 2) тепловые нейтроны объединены в одну группу,
- 3) сечение поглощения следует закону " $1/2$ ".

Полученное выражение для $\rho_0 \bar{\alpha}(s)$ довольно громоздко поэтому мы не будем его выписывать, а приведем только выражение для первого корня α уравнения

$$1 - \rho_0 \bar{\alpha}(s) = 0$$

определяющего асимптотическое поведение $Q(t)$ и имеющего достаточно простой вид

$$\alpha = \frac{(K-1)}{\frac{1}{\lambda_0} + \frac{2}{\lambda_1} - \frac{KB}{(1+\beta)\lambda_0} \left(1 + \frac{\lambda_0}{\lambda_2}\right)} = \frac{K-1}{l} \quad (II)$$

где

$$\lambda_0 = v_T \Sigma_a^T; \quad \lambda_1 = v_T \Sigma_a^T + v_T \Sigma_H; \quad \lambda_2 = v_T \Sigma_a^T + 2 v_T \Sigma_H; \quad \beta = \frac{\Sigma_a^T}{\Sigma_H} \left(2 + \frac{\Sigma_a^T}{\Sigma_H}\right)$$

Σ_H - макроскопическое сечение рассеяния замедляющихся нейтронов на ядрах H^1 , индекс "Т" означает принадлежность к тепловым нейтронам.

Из (II) следует формула для времени жизни нейтрона в растворяющей системе

$$l = \frac{1}{v_T \Sigma_a^T} \left[1 - 2(K-1) \frac{\Sigma_a^T}{\Sigma_H + \Sigma_a^T} \right] \quad (I2)$$

Для нескольких растворяющих систем $UO_2SO_4 \cdot H_2O$, различающихся K , n_H/n_S и плотностью были проведены численные расчеты l по формуле (I2), а также методом Монте-Карло (М-К). Результаты приведены в таблице I.

Таблица I

| № вар. | $\frac{n_H}{n_S}$ | ρ , г/см ³ | K (М-К) | l , мксек | |
|--------|-------------------|----------------------------|---------|--------------|------------|
| | | | | формула (I2) | расчет М-К |
| 1 | 30 | 2,02 | 1,072 | 3,36 | 2,89 |
| 2 | 50 | 1,657 | 1,064 | 5,4 | 4,52 |
| 3 | 100 | 1,348 | 1,054 | 9,9 | 10,09 |
| 4 | 200 | 1,18 | 1,028 | 18,7 | 18,47 |

Статистическая погрешность в расчетах Монте-Карло составляла:

- а) менее 0,5% для K ,
- б) $\sim 2-3\%$ для l .

Расчеты времени жизни нейтрона по формуле (I2) и методом М-К как следует из таблицы I удовлетворительно согласуются между собой. Наблюдающееся рассогласование времен жизни при малых n_H/n_S объясняется несовершенством модели, учитывающей замедление только на H .

Л и т е р а т у р а

1. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. Перевод с англ. М., Атомиздат, 1968.
2. Бекерун И.Ф. В сб.: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972, 224.
3. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. Перевод с англ. М., изд. иностр.лит., 1961.
4. Гордеев И.В. и др. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета реакторов. М., Атомиздат, 1960.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЙ $\bar{\sigma}_f^8 / \bar{\sigma}_f^5$
 В БЫСТРО-ТЕПЛОВОЙ КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКЕ АКТИВАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

М.В.Бычков, А.В.Скобкарев, А.И.Евчук, И.Г.Серафимович, Ю.И.Чуркин

Abstract - АННОТАЦИЯ

MEASUREMENTS OF THE FISSION CROSS-SECTIONS RATIO $\bar{\sigma}_f^8 / \bar{\sigma}_f^5$ IN A FAST-THERMAL CRITICAL ASSEMBLY BY THE ACTIVATION METHOD. The experimental technique and results of the ^{238}U and ^{235}U fission rate ratio by the activation method in the fast-thermal critical assembly are given.

The ratio of the fission product gamma activities relative the ^{238}U and ^{235}U fission rate in fast neutron spectrum is measured.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЙ $\bar{\sigma}_f^8 / \bar{\sigma}_f^5$ В БЫСТРО-ТЕПЛОВОЙ КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКЕ АКТИВАЦИОННЫМ МЕТОДОМ. Приведены методика и результаты измерения отношения скоростей делений ^{238}U и ^{235}U в быстро-тепловой критической сборке активационным методом.

В быстром спектре нейтронов измерено отношение γ - активностей осколков делений к скорости делений ^{238}U и ^{235}U .

Измерение интегральных параметров быстрых реакторов является эффективным методом проверки расчетной модели и точности используемых в расчетах констант.

Отношение эффективных сечений делений ^{238}U и ^{235}U ($\bar{\sigma}_f^8 / \bar{\sigma}_f^5$) можно измерить по суммарной γ - активности осколков деления урановых детекторов [1-2], что важно при проведении измерений в условиях небольших потоков нейтронов, характерных для быстро-тепловых критическихборок. В этом методе отношение измеренных γ - активностей осколков деления урановых детекторов необходимо связать с истинным отношением скоростей реакций делений с помощью поправочного коэффициента $P(t)$, который зависит от спектра нейтронов в экспериментальной системе.

В данной работе представлена методика и результаты измерения отношения эффективных сечений делений ^{238}U и ^{235}U в быстром спектре нейтронов в быстро-тепловой критической сборке и измерена функция $P(t)$ в интервале 60-300 мин.

Связь между отношением γ - активностей осколков делений и истинным отношением эффективных сечений делений ^{238}U и ^{235}U выражается следующим образом [2].

$$\frac{\bar{\sigma}_f^8}{\bar{\sigma}_f^5} = P(t) \frac{F_8(t)}{F_5(t)}, \quad (1)$$

где $\bar{\sigma}_f^8$ и $\bar{\sigma}_f^5$ - эффективные сечения деления ^{238}U и ^{235}U , t - время после окончания облучения детекторов, $F_8(t)$ и $F_5(t)$ - приведенные на этом интенсивности суммарного γ - излучения осколков деления урановых детекторов.

При измерении отношений $\bar{\sigma}_f^8 / \bar{\sigma}_f^5$, $F_8(t) / F_5(t)$ и $P(t)$ применяли детекторы из урана, обогащенного до 3,0% и 6,5% по ^{235}U . Урановые детекторы изготавливали холодной прокаткой металлического урана с предварительным его отжигом в вакууме при температуре 400-600°C. Из полученной фольги изготавливали урановые детекторы толщиной ~0,01 см и диаметром 0,62 см.

Облучение урановых детекторов проводили в центре быстрой зоны в быстро-тепловой критической сборке ИЯЭ АН БССР [3] в течение 30 мин на мощности, обеспечивающей интегральную плотность потока нейтронов ~ $5 \cdot 10^7$ нейт/(см²сек.) Детекторы прикрепляли к твэду на расстояниях 8 мм от его центра.

Отношение эффективных сечений делений определяли по интенсивности γ - излучения 1,6 Мэв, относящегося к осколку ^{140}La и ^{140}Ba , из выражения

$$\frac{\bar{\sigma}_f^8}{\bar{\sigma}_f^5} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{x_1^5}{x_2^8} \frac{B(t) \frac{x_1^5}{x_2^8} - 1}{1 - \frac{B(t)}{A(t)} \frac{x_1^8}{x_2^5}} \quad (2)$$

где η_5 и η_8 - выходы осколков деления ^{235}U и ^{238}U соответственно, x_1^5, x_1^8, x_2^5 и x_2^8 - доли ядер ^{235}U и ^{238}U соответственно в первом и во втором детекторе, $B(t)/C(t)$ - приведенные на единицу массы детектора отношения интенсивностей γ - излучения 1,6 Мэв.

Интенсивность γ - излучения измеряли с помощью низкофонового γ - спектрометра полного поглощения с кристаллом $\text{NaJ}(\text{Te})$ 150×100 мм с колодцем. Датчик γ - спектрометра был помещен в "безщелевую" слоистую защиту, стенки которой изготовлены из трех слоев свинца толщиной 150 мм и двух слоев стали толщиной 100 мм.

Проведенное измерение аппаратурного γ - спектрометра облученного урана показало, что в области фотопика 1,6 Мэв дополнительных γ - линий не оказалось, что свидетельствует об удовлетворительной чистоте урана в детекторах. Эти измерения проводились с помощью полупроводникового $\text{Ge}(\text{Li})\gamma$ - спектрометра с 800-канальным анализатором импульсов "NOKIA".

Измерение интенсивности γ - линии 1,6 Мэв начинали через 10 дней после окончания облучения и проводили в течение 20 дней. Время обсчета облученного детектора составляло 4-5 часов. Отношение В/А было получено как средневзвешенное из шести измерений со среднеквадратичной погрешностью 1,39%.

В результате измерения отношения В/А вводили поправочные коэффициенты на возмущение нейтронного поля при облучении урановых детекторов в экспериментальной системе. С помощью методики расчета, описание которой приведено в [4], был определен возмущенный и невозмущенный спектр резонансных нейтронов. Используя полученные спектры нейтронов, определяли групповые коэффициенты, учитывавшие возмущение нейтронного потока. Затем, зная расчетный спектр нейтронов в критической сборке, определяли общий коэффициент возмущения

$$f = \frac{x_5 \sum f_i \varphi_i \sigma_{fi}^5 + x_8 \sum f_i \varphi_i \sigma_{fi}^8}{x_5 \sum \varphi_i \sigma_{fi}^5 + x_8 \sum \varphi_i \sigma_{fi}^8}, \quad (3)$$

где f_i - групповые коэффициенты возмущения поля нейтронов φ_i , σ_{fi}^5 и σ_{fi}^8 - групповые потоки нейтронов в критической сборке и групповые сечения делений ^{235}U и ^{238}U .

Систематическая погрешность, связанная с пренебрежением коэффициентами возмущения нейтронного поля при облучении обоих урановых индикаторов в быстро-тепловой критической сборке, составляет 0,6%.

Отношение эффективных сечений делений $\bar{\sigma}_f^8/\bar{\sigma}_f^5$, измеренное этим методом, составило $0,0470 \pm 0,0014$. Основной вклад в погрешность измерения отношения $\bar{\sigma}_f^8/\bar{\sigma}_f^5$ вносит отношение В/А (1,9%) и отношение выходов осколков деления $\eta_5/\eta_8 = 1,05 \pm 0,02$ [5]. Погрешность отношения $\bar{\sigma}_f^8/\bar{\sigma}_f^5$ составила 3,0%.

Из формулы (1) видно, что для определения $P(t)$ необходимо определить отношение приведенных на атом интенсивностей γ - излучения осколков деления урана $F_8(t)/F_5(t)$. Отношение $F_8(t)/F_5(t)$ определяли из следующей формулы

$$\frac{F_8(t)}{F_5(t)} = \frac{x_1^5}{x_1^8} \frac{\frac{x_2^5}{x_2^8} - \frac{B(t)}{C(t)}}{\frac{B(t)}{C(t)} - \frac{x_2^8}{x_2^5}}, \quad (4)$$

где $x_1^5, x_1^8, x_2^5, x_2^8$ - доли ядер ^{235}U и ^{238}U соответственно в первом и во втором детекторе: $B(t)$ и $C(t)$ интенсивности γ - излучения осколков деления первого и второго детекторов, измеренные через время t после окончания облучения.

Интенсивности γ - излучения осколков деления урановых детекторов $B(t)$ и $C(t)$ измеряли с помощью γ - спектрометра $\text{NaJ}(\text{Te})$ с колодцем. Для устранения регистрации захватного γ - излучения в ^{238}U (γ - излучения ^{239}U , образующегося в результате ядерной реакции $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$, $^{239}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Np}$) и жесткого β - излучения ^{238}U применяли дискриминацию γ - излучения при $E_\gamma < 1,28$ Мэв.

Измерение интенсивности γ - излучения осколков деления урановых детекторов проводили в течение 60-300 минут после окончания облучения.

При этом учитывали γ - активность необлученного уранового детектора, фон γ - спектрометра, а также вводили поправочные коэффициенты на распад, на потерю скорости счета из-за "мертвого" времени.

Трудность измерения интенсивности γ - излучения осколков делений облученных урановых детек-

торов заключается в сложном распаде суммарной γ - активности. Поэтому проводили измерение кривой распада γ - активности осколков деления урана, из которой определяли поправочные коэффициенты на спад γ - активности, пронормированные на 130 минут после окончания облучения.

Обработку результатов измерений проводили с учетом весов измерений. Значение $B(t)/C(t)$; приведенное на единицу массы детекторов, было получено из четырех облучений и составило $0,664 \pm 0,003$. В каждом облучении отношение $B(t)/C(t)$ измеряли по 24 раза, используя которые определяли средневзвешенные значения. В различных облучениях урановые детекторы меняли местами, что позволило исключить градиент потоков нейтронов в местах расположения детекторов.

Доли ядер ^{235}U и ^{238}U в используемых детекторах определяли с помощью детекторов из естественного урана, в котором содержание ^{235}U известно с хорошей точностью (0,1%) [6].

Если облучить урановые детекторы неизвестного обогащения и детекторы из естественного урана в одинаковом потоке тепловых нейтронов и пренебречь делениями ^{238}U , долю ядер ^{235}U можно определить из выражения

$$x_i^5 = \frac{M(t)}{N(t)} x_0^5, \quad (5)$$

где $M(t)$ - приведенная на единицу массы интенсивность γ - излучения осколков деления урана неизвестного обогащения, $N(t)$ - интенсивность γ - излучения осколков делений естественного урана, x_0^5 - доля ядер ^{235}U в естественном уране. При определении доли ядер ^{235}U урановые детекторы облучали в течение 30 минут на вращающемся диске из органического стекла в парадиновом цилиндре диаметром 130 мм и длиной 300 мм, который был помещен в канал тепловой колонны ядерного реактора ИРТ-Р института ядерной энергетики АН БССР. Самоэкранировку и депрессию поля тепловых нейтронов определяли по формулам, приведенным в работе [7]. В результате проведенных измерений были получены следующие доли ядер ^{235}U : $x_1^5 = 3,016 \pm 0,02$ и $x_2^5 = 6,483 \pm 0,033$.

Проведенные измерения показали, что в пределах экспериментальных погрешностей измерений отношение $F_3(t)/F_5(t)$ практически не зависит от времени после окончания облучения в интервале 100-300 минут. Поэтому отношение $F_3(t)/F_5(t)$ определялось как среднее из всех измерений и составило $0,0376 \pm 0,0007$.

Среднее значение $P(t)$, полученное в интервале 100-300 минут после окончания облучения, составило $1,250 \pm 0,044$ со среднеквадратичной погрешностью 3,5%.

Кроме того для определения $P(t)$ использовали значение $\bar{\sigma}_f^3/\bar{\sigma}_f^5 = 0,0480 \pm 0,0003$, измеренное методом твердых трековых детекторов в данном спектре нейтронов авторами работы [8]. Среднее значение $P(t)$, полученное в интервале 100-300 мин из этих данных, составило $1,277 \pm 0,024$.

В заключение следует отметить, что функция $P(t)$, измеренная в быстром спектре для урановых детекторов 3% и 6,5% - обогащения по ^{235}U , имеет постоянное значение в интервале 100-300 мин после окончания облучения и позволяет проводить измерения отношения эффективных сечений делений $\bar{\sigma}_f^3/\bar{\sigma}_f^5$ по суммарной γ - активности осколков деления в небольших интегральных потоках нейтронов, характерных для быстро-тепловых критических сборок.

Л и т е р а т у р а

1. Brown W.A. et al. The Measurement of Fast Fission Ratio, AEEW-R341, Winfrith, 1964.
2. Raziranden A., Besant C., J. of the British Energy Society, 1972, 4, 377.
3. Груша Н.М., Евчук А.И., Серафимович И.Г., Чуркин Ю.И., Ярошевич О.И. Изд. АН БССР, сер. физ.-энерг. наук, 1974, 1.
4. Додь А.И. Изв. АН БССР, сер. физ.-энерг. наук, 1972, 3.
5. Крива Л.Н., Бушуев А.В., Кожин А.Ф. "Атомная энергия", 1974, 36, 1.
6. Бодь Р. и др. Атомная наука и техника за рубежом. 1973, 6.
7. "Reactor Physics Constants", ANL-5800, 1963.
8. Малыгин А.П., Лук И.В., Чуркин Ю.И., Ярошевич О.И. Изв. АН БССР, сер. физ.-энерг. наук, 1975, 2.

Г.Г.Бунатян

Abstract - Аннотация

ON MAGNETIC MOMENTA OF DEFORMED NUCLEI EXCITED STATES. On the base of a thermodynamic description a quasi-classical estimation is given of mean value and fluctuations of magnetic momentum in the excitation state of a deformed nucleus with the spin I and the temperature corresponding to the neutron binding energy.

О МАГНИТНЫХ МОМЕНТАХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР. На основе термодинамического описания производится квазиклассическая оценка среднего значения и флуктуаций магнитного момента в возбужденном состоянии деформированного ядра со спином I и температурой, соответствующей энергии связи нейтрона.

Высоковозбужденное состояние ядра можно описать термодинамически, вводя температуру T, соответствующую энергии возбуждения ядра U [1-4]. Средние значения различных физических величин Q в этом состоянии определяются подобно тому, как это обычно делается для основного состояния, через матрицу плотности ρ или функцию Грина G системы

$$\langle Q \rangle = \int Q \rho d\tau = \iint \frac{d\epsilon}{\pi^2 i} Q G d\tau$$

с той, однако, разницей, что теперь следует использовать термодинамически усредненные функции Грина [5]. При таком подходе можно также найти термодинамические флуктуации физической величины у ее среднего значения.

Мы рассмотрим магнитные моменты возбужденных состояний четно-четных сильно деформированных ядер (редкоземельных элементов), которые получаются при захвате S-нейтронов нечетными ядрами. Соответствующие эксперименты были выполнены в работах [6]. В этих ядрах энергия связи нейтрона $U \approx 6-7$ Мэв, что соответствует температуре $T \approx 0,7$ Мэв [2-4]. Эта температура $T \sim T_c$, при которой происходит разрушение спаривания. Поэтому для дальнейших оценок будем полагать $\Delta \approx 0$. Магнитный момент возбужденного состояния со спином I складывается, как известно из направленного по оси симметрии ядра z внутреннего магнитного момента $\vec{\mu}_z = g_x \vec{K}$ и ротационного магнитного момента $\vec{\mu}_R = \vec{R} g_R = g_R (\vec{I} - \vec{K})$, обусловленного вращением ядра как целого вокруг оси x, перпендикулярной z.

Так как при $K=0$, $\mu_z = 0$, то среднее значение $\langle \mu_z \rangle = \langle \mu_z^p \rangle + \langle \mu_z^n \rangle = \sum_{\lambda, \mu} \langle \mu_z^{\lambda, \mu} \rangle \delta \rho_{\lambda, \mu}$ где $\delta \rho$ - изменение матрицы плотности из-за наличия K. Это соотношение записано в представлении одночастичных функций нуклонов ψ_{λ} , ($\lambda = (n, \ell, j, m_{\lambda})$). В модели независимых частиц найдем $\langle \mu_z^{\lambda, \mu} \rangle = \sum_{\lambda, \mu} \langle \mu_z^{\lambda, \mu} \rangle_{\lambda, \mu} (\bar{f}_{\lambda}(T, \omega) - f(T, 0))$, где $\bar{f}_{\lambda} = (1 + \exp(\epsilon_{\lambda} - \epsilon_F - \omega m_{\lambda})/T)^{-1}$. При этом ω определяется из условия $K = \sum_{\lambda, \mu} m_{\lambda} (\bar{f}_{\lambda}(T, \omega) - f(T, 0)) = 0$. В приближении малых моментов ($\omega m_{\lambda} / T \ll 1$) [3] имеем $K \approx \omega / T \sum_{\lambda} m_{\lambda}^2 \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda}) \approx \omega \rho_F^A \bar{m}_F^2 \approx \omega I_{II}^A$, где I_{II}^A момент инерции ядра относительно оси z, а ρ_F^A плотность одночастичных уровней у поверхности Ферми. Соответственно для магнитного момента найдем $\langle \mu_z^{\lambda, \mu} \rangle = \sum_{\lambda, \mu} \langle \mu_z^{\lambda, \mu} \rangle_{\lambda, \mu} m_{\lambda} \omega / T \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda}) = \sum_{\lambda, \mu} \langle \mu_z^{\lambda, \mu} \rangle_{\lambda, \mu} m_{\lambda} K / I_{II}^A$. Здесь $\langle \mu_z^{\lambda, \mu} \rangle_{\lambda, \mu} = m_{\lambda} + (\delta \rho - 1/2) (g_x)_{\lambda, \mu}$, $(g_x)_{\lambda, \mu} = \gamma^n (g_x)_{\lambda, \mu} \mu_j$ гиромагнитные отношения протона и нейтрона. Для функций $\psi_{n\ell j m}$ сферического потенциала $(g_x)_{\lambda, \mu} = \pm 2m_{\lambda} / (2\ell_{\lambda} + 1)$, где знаки \pm соответствуют значениям $j = \ell \pm 1/2$. Тогда найдем $\langle \mu_z^p \rangle = \frac{K}{I_{II}^A} \sum_{\lambda} m_{\lambda}^2 (1 \pm \frac{2(\ell_{\lambda} - 1/2)}{2\ell_{\lambda} + 1}) \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda}) = K g_x^p$,
 $\langle \mu_z^n \rangle = \frac{K}{I_{II}^A} \sum_{\lambda} \pm m_{\lambda}^2 \frac{2\ell_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda})}{2\ell_{\lambda} + 1} = K g_x^n$ (I)

Мы рассматриваем тяжелые сильнодеформированные ядра, поэтому дальнейшие оценки проведем в квазиклассическом приближении. Произведение $\bar{f}(1-\bar{f})$ имеет максимум у границы Ферми ϵ_F шириной $\sim 2T$ 1,5 Мэв. На этом энергетическом интервале имеется примерно равное число одночастичных состояний с $j = \ell \pm 1/2$. Учитывая также $\epsilon_F \sim 4-5 \gg 1$, заключаем, что с извешиванием точностью спиновая часть не дает вклада в $\langle \mu_z \rangle$ и $\langle \mu_z^p \rangle = K / I_{II}^A \sum_{\lambda} m_{\lambda}^2 \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda})$, $\langle \mu_z^n \rangle = 0$.

Аналогично вычисление момента инерции [3] находим $\langle \mu_z^2 \rangle = K \mathcal{F}_H^p / \mathcal{F}_H^A$, то есть $g_K = \mathcal{F}_H^p / \mathcal{F}_H^A \approx Z/A$.

Среднее значение ротационной составляющей магнитного момента μ_R определяется изменением функции Грина δG (или матрицы плотности $\delta \rho$) при переходе во вращающуюся систему координат

$$\langle \mu_R \rangle = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \int \frac{d\epsilon}{2\pi i} \delta G_{\lambda_1 \lambda_2}(\epsilon, T) (\mu^x)_{\lambda_1 \lambda_2} = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \int \frac{d\epsilon}{2\pi i} \Omega_x G_{\lambda_1}(\epsilon, T) G_{\lambda_2}(\epsilon, T) (j^x)_{\lambda_1 \lambda_2} (\mu_x)_{\lambda_1 \lambda_2} =$$

$$= \Omega_x \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \frac{\bar{f}_{\lambda_2} - \bar{f}_{\lambda_1}}{\epsilon_{\lambda_2} - \epsilon_{\lambda_1}} (j^x)_{\lambda_1 \lambda_2} (\mu_x)_{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{\Omega_x}{T} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \bar{f}_{\lambda_1} (1 - \bar{f}_{\lambda_1}) (j^x)_{\lambda_1 \lambda_2} (\mu_x)_{\lambda_1 \lambda_2}$$

Взяв $\Omega_x = K/\mathcal{F}_1^A$ и используя квазиклассическое значение $(\mu_x)_{\lambda_1 \lambda_2}$, получим

$$\langle \mu_R^p \rangle = R/\mathcal{F}_1^A T \sum_{\lambda \lambda} \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda}) (j^z)_{\lambda \lambda} (1 \pm \frac{\delta_F - \frac{1}{2}}{\epsilon_{\lambda}}) = R g_R^p,$$

$$\langle \mu_R^n \rangle = \frac{R}{\mathcal{F}_1^A T} \sum_{\lambda \lambda} \pm \frac{\delta_F^n}{\epsilon_{\lambda}} \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda}) (j^z)_{\lambda \lambda} \quad (2)$$

Используя $1/T \sum_{\lambda} \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda}) (j^z)_{\lambda \lambda} \approx \rho_F \langle |j^z|^2 \rangle_F \approx \mathcal{F}_1^p$, найдем, как и следовало ожидать, $\langle \mu_R^p \rangle = R \mathcal{F}_1^p / \mathcal{F}_1^A$, $\langle \mu_R^n \rangle = 0$, то есть $g_R = \mathcal{F}_1^p / \mathcal{F}_1^A$. Если для оценок полагать $\mathcal{F}_1 = \mathcal{F}_1^A$, используя их твердотельные значения, для полного $\langle \mu(I, K) \rangle$ получим $\langle \mu(I, K) \rangle = [g_K K I + g_R (I(I+1) - K I)] / (I+1) \approx [g^p / g^A]$. Следует, однако, иметь в виду, что g_R и g_K могут отличаться, что приведет к несколько различным значениям $\langle \mu(I, K) \rangle$ для различных допустимых K при данном I . Отметим, что точность квазиклассических оценок примерно $A^{-1/3} \sim 20\%$.

Как видно из формул (1), (2) гиромагнитные отношения выражаются через функцию распределения нуклонов $\bar{f}_{\lambda}(T)$. Поэтому среднеквадратичную термодинамическую флуктуацию $\langle (\Delta g)^2 \rangle$ можно выразить через $\langle (\Delta f)^2 \rangle = \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda}) \langle (\Delta g_{K, \lambda})^2 \rangle = \sum_{\lambda} \left(\frac{\partial g}{\partial x_{\lambda}} \right)_{x_{\lambda}=0}^2 \langle (\Delta f_{\lambda})^2 \rangle$, где $x_{\lambda} = f_{\lambda} - \bar{f}_{\lambda}$. Используя для вычисления $\partial g / \partial x_{\lambda}$ выражения (1), (2) найдем в квазиклассическом приближении аналогично предыдущим вычислениям

$$\langle (\Delta g_K)^2 \rangle = \frac{1}{(\mathcal{F}_1^A)^2 T^2} \left[\left(\frac{N^2}{A^2} + \frac{(\delta_F - \frac{1}{2})^2}{\epsilon_F^2} \right) \sum_{\lambda} m_{\lambda}^4 (1 - 2\bar{f}_{\lambda})^2 \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda}) + \left(\frac{Z^2}{A^2} + \frac{\delta_F^2}{\epsilon_F^2} \right) \sum_{\lambda} m_{\lambda}^4 (1 - 2\bar{f}_{\lambda})^2 \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda}) \right]$$

$\bar{\epsilon}_F$ - среднее значение одночастичного момента на поверхности Ферми. Сумма по λ здесь вычисляется аналогично сумме в выражении для \mathcal{F}_H [3], среднее значение m_{λ}^4 выносим за знак суммы и заменяем $\sum_{\lambda}^{p, n} \rightarrow \rho_F^{p, n} \int d\epsilon (1 - 2\bar{f}_{\lambda})^2 \bar{f}_{\lambda} (1 - \bar{f}_{\lambda}) = \rho_F / 3$. Для $\langle (\Delta g_R)^2 \rangle$ получаем оценку

$$\langle (\Delta g_K)^2 \rangle = \frac{Z^2 N^2}{3 A^4 \rho_F^2 T} + \frac{1}{\rho_F^2 T \bar{\epsilon}_F^2} \left(\frac{Z^2}{A^2} (\delta_F - \frac{1}{2})^2 + \frac{N^2}{A^2 \bar{\epsilon}_F} \right)$$

Такое же выражение получается аналогичным способом для $\langle (\Delta g_K)^2 \rangle$. Как видим, спиновая часть магнитного момента существенна для вычисления $\langle (\Delta g)^2 \rangle$. В интересующем нас случае $Z \approx 70$, $A \approx 170$, $T \approx 0,7$ Мэв, $\rho_F^p \approx \rho_F^n \approx 4 \text{ Мэв}^{-3}$ и $\sqrt{\langle (\Delta g)^2 \rangle} \approx 0,25$. Термодинамические флуктуации приводят к сравнительно небольшим отклонениям g от положительного среднего значения $\approx Z/A$.

В работах [6] найдены как положительные, так и отрицательные значения g для отдельных нейтронных резонансов Dy , Er , Tb , Ho . Среднее значение $\langle g_{\text{эксп}} \rangle$, вычисленное по данным этих работ, равно $\langle g_{\text{эксп}} \rangle \approx 0,55$, что не противоречит проведенным оценкам. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных данных от этого среднего очень велико $\sqrt{\langle (\Delta g_{\text{эксп}})^2 \rangle} \approx 1,2$. Однако, сравнивая эти результаты с теоретическими оценками, следует принимать во внимание весьма большие ошибки в определении $g_{\text{эксп}}$. [6].

Л и т е р а т у р а

1. Бете Г. Физика ядра. Гостехиздат, 1948, 2.
2. Sano M., Yamawaki S. Prog.Theor.Phys. 1963, 29, 397.
3. Kawabari T. Prog.Theor.Phys. 1964, 31, 595.
4. Гринь В.Т., Струтинский В.М. ЯФ, 1965, I, 420.
5. Абрикосов А.А., Горьков А.П., Халатников И.М. ЖЭТФ, 1958, 35, 265.
6. Абрикосов В.Л., Буков Г.П., Зилин Г.Я. и др. ЯФ, 1973, I7, 13.
Абрикосов В.Л., Вагов В.А., Запрудный В.Н. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-9004, Дубна, 1974.
7. Шварц А.Б. ЖЭТФ, 1959, 37, 249.

ДОПУСТИМЫЕ РАСЧЕТНЫЕ УПРОЩЕНИЯ В МЕТОДЕ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ

Б.М.Дзюба, В.Е.Маршалкин, В.М.Повышев, А.С.Тяпин

Abstract - Аннотация

ALLOWABLE CALCULATION SIMPLIFICATIONS IN THE COUPLED CHANNELS METHOD. A brief description is given of basic formulas of the coupled channel method realized in a program for neutron cross section calculations. The effect of mathematical and physical approximations on the accuracy of the calculated values is studied. A comparison with the calculations of other author is made. Specific recommendations are given for the degree of the simplifications used at numerical computation.

ДОПУСТИМЫЕ РАСЧЕТНЫЕ УПРОЩЕНИЯ В МЕТОДЕ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ. Кратко описаны основные формулы метода связанных каналов, реализованные в программе, предназначенной для расчета нейтронных сечений. Исследовано влияние математических и физических приближений на точность рассчитываемых величин. Проведено сравнение с расчетами других авторов. Даны конкретные рекомендации степени используемых упрощений при проведении численного счета.

Программа, реализующая формализм метода связанных каналов /1/, предназначена для расчета матрицы рассеяния, коэффициентов прилипания, полного сечения взаимодействия σ_{\pm} , сечения образования составного ядра σ_c , прямого сечения упругого рассеяния σ_{sel}^{II} , прямого сечения рассеяния с возбуждением уровней вращательной полосы σ_{rot}^{II} и угловых распределений в двух последних процессах при взаимодействии нейтронов с сильно деформированными ядрами.

В связи с тем, что метод связанных каналов, являющийся обобщением оптической модели на случай сильно деформированных ядер, используется для увеличения точности и надежности расчетов нейтронных сечений, а также в связи с существенным увеличением ресурсов памяти и времени, по сравнению с расчетами по обычной оптической модели, важное значение приобретает вопрос оценки влияния физических и математических приближений, допускаемых в программе на рассчитываемые величины. Этой же цели служит сравнение результатов расчета сечений по данной программе с расчетами по аналогичным программам других авторов.

Выяснению точности и надежности рассчитываемых величин от степени используемых приближений и посвящена настоящая работа. Для замкнутости изложения кратко описаны основные формулы метода связанных каналов. Затем рассмотрено влияние математических и физических приближений на точность рассчитываемых величин. Выполнено непосредственное сравнение рассчитанных S - коэффициентов и сечений с аналогичными величинами, полученными Кикучи /2/. Даны конкретные рекомендации для проведения численного счета.

Основные формулы метода связанных каналов

Обобщение оптической модели в метод связанных каналов в случае взаимодействия нейтронов с сильно деформированными ядрами /1/ связано с введением деформации ядра в оптический потенциал и выделением прямого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней полосы вращательных состояний, принадлежащих внутренней конфигурации нуклонов основного состояния ядра-мишени. Используемый оптический потенциал взаимодействия нейтрона с ядром-мишенью имеет вид

$$V(r, \theta') = - \frac{V_0 + iW_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} - 4iW_2 \frac{e^{\frac{r-\bar{R}}{\bar{a}}}}{(1 + e^{\frac{r-\bar{R}}{\bar{a}}})^2} - V_{s0} (\hat{\sigma} \hat{e}) \cdot \frac{1}{a} \cdot \frac{e^{\frac{r-R_0}{a}}}{(1 + e^{(r-R_0)/a})^2}, \quad (I)$$

где $R(\theta') = R_0 (1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \beta_{2\lambda} Y_{2\lambda}(\theta'))$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$;
 $\bar{R}(\theta') = \bar{R}_0 (1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \beta_{2\lambda} Y_{2\lambda}(\theta'))$, $\bar{R}_0 = \bar{r}_0 \cdot A^{1/3}$;

\hat{e} - оператор орбитального момента; $\hat{\sigma}$ - оператор Паули; $r_0, \bar{r}_0, a, \bar{a}, V_0, W_0, W_2, W_{s0}$ - варьируемые параметры оптического потенциала; $\beta_{2\lambda}$ - параметры деформации. Такая форма потенциала предполагает, что ядро обладает аксиальной симметрией и симметрично относительно плоскости, перпендикулярной оси симметрии и проходящей через центр ядра. Спин-орбитальное взаимодействие ввиду его малости, как и в других аналогичных программах, принято сферическим. При переходе в систему координат, связанную с ядром, потенциал (I) записывается в виде

$$V(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} V_0(r) + \sum_{\lambda=2,4} v_{\lambda}(r) \cdot \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_i) Y_{\lambda \mu}(\theta, \varphi), \quad (2)$$

где

$$v_{\lambda}(r) = 4\pi \int_0^{\pi} V(r, \theta') Y_{\lambda 0}(\theta') d(\cos \theta'); \quad (3)$$

$D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_i)$ - матрица поворота оси симметрии ядра; θ_i - углы Эйлера.
 Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом

$$\hat{H} + \hat{H}_{\pm} + \hat{T} + V(r, \theta, \varphi) \quad (4)$$

ищется в виде

$$\Psi_{\lambda, \mu, M_I} = r^{-1} \sum_{I, I_{\pm}} R_{I, I_{\pm}}(r) \sum_{m_j, M_I} (j I m_j M_I | Y M_I) Y_{j m_j} \Phi_{I M_I}, \quad (5)$$

где \hat{H}_{\pm} и $\Phi_{I M_I}$ являются гамильтонианом и волновой функцией, описывающими вращение ядра-мишени как целого:

$$\hat{H}_{\pm} \Phi_{I M_I} = \omega_I \Phi_{I M_I}; \quad (6)$$

\hat{T} - оператор кинетической энергии относительного движения нейтрона и ядра-мишени;
 $V(r, \theta, \varphi)$ - описанный выше оптический потенциал; $R_{I, I_{\pm}}^{j, M_I}(r)$ - волновая функция радиального относительного движения; $Y_{j m_j}$ - спин-угловая функция нейтрона. Собственные значения энергии вращательного движения определяются из выражений,

$$\omega_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [I(I+1) - \mathcal{K}(\mathcal{K}+1)],$$

$I = K, K+2, K+4, \dots$ для четно-четного ядра-мишени,

$I = K, K+1, K+2, \dots$ в остальных случаях, кроме случая $K=I/2$,

$$\omega_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [I(I+1) + \mathcal{b}(I + \frac{1}{2}) \cdot (-1)^{I+1/2}] - \omega_{min} \quad \text{при } K = I/2,$$

$I = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ где \mathcal{b} - параметр развязывания; ω_{min} выбирается так, чтобы энергия нижнего уровня была равной нулю; \mathcal{K} - проекция ядра-мишени на ось симметрии в основном состоянии.

Если в уравнении Шредингера использовать потенциал (3), то можно провести обычное разделение

на угловую и радиальную части. Радиальные уравнения для различных значений орбитальных моментов образуют систему зацепляющихся уравнений:

$$\left(\frac{d^2}{\kappa_I^2 dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{\kappa_I^2 r^2} - \frac{1}{E_I} v_0(r) \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi}} + 1 \right) R_{I\ell j}^{\gamma}(r) = \frac{1}{E_I} \sum_{I'\ell'j'} V_{I'\ell'j'}^{\gamma}(r) R_{I'\ell'j'}^{\gamma}(r), \quad (7)$$

где

$$E_I = E + \omega_{I_0} - \omega_I; \quad \kappa = \sqrt{\frac{2\mu(E_I)}{\hbar^2}};$$

μ - приведенная масса; E - энергия относительного движения во входном канале. Матричный элемент равен

$$V_{I'\ell'j'}^{\gamma}(r) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{\lambda=2,4} v_{\lambda}(r) \sqrt{2I+1} (I' \lambda \kappa_0 / I \kappa) \sqrt{(2j'+1)(2j+1)} (jj' - \frac{1}{2} \frac{1}{2} / \lambda 0) w(j I j'; \gamma \lambda) \cdot (-1)^{j-I'+\frac{1}{2}(\ell-\ell'+\epsilon+\epsilon')}. \quad (8)$$

При фиксированных значениях полного момента системы J и I , I' - моментов ядра-мишени до и после взаимодействия число коэффициентов разложения потенциала (3) определяется из правила треугольников для коэффициентов Клебша и Рака:

$$\max \{ |I-I'|; |j-j'| \} \leq \lambda \leq \min \{ I+I'; j+j' \} \quad (9)$$

Набор значений j, j' , определяющий число связанных уравнений, определяется правилами векторного сложения моментов J с I и I' соответственно. Возможные значения орбитальных моментов ℓ и ℓ' определяются также правилами векторного сложения $S = I/2$, с j и j' соответственно при дополнительном условии $(-1)^{\ell} = (-1)^{\ell'}$, отражающем закон сохранения четности.

Решение системы уравнений (7) должно удовлетворять следующим граничным условиям:

$$R_{I'\ell'j'}^{\gamma}(r) |_{r \rightarrow 0} \rightarrow 0; \quad \frac{1}{r} R_{I'\ell'j'}^{\gamma}(r) |_{r \rightarrow \infty} \rightarrow \sqrt{\frac{x_I}{x_I'}} S_{I'\ell'j'; I\ell j}^{\gamma} h_{\ell}^{(1)}(x_I r) + h_{\ell}^{(2)}(x_I r) \quad (10)$$

при $E_I > 0$;

$$\frac{1}{r} R_{I'\ell'j'}^{\gamma}(r) |_{r \rightarrow \infty} \rightarrow S_{I'\ell'j'; I\ell j} \frac{1}{\sqrt{x_I'}} \kappa_{\ell+\frac{1}{2}}(x_I' r) \quad (11)$$

при $E_I < 0$,

где $x_I = \sqrt{\frac{2\mu|E_I|}{\hbar^2}}$, $h_{\ell}^{(1)}$, $h_{\ell}^{(2)}$ - расходящаяся и сходящаяся сферические функции Ханкеля; $\kappa_{\ell+\frac{1}{2}}$ - функция Макдональда; $S_{I'\ell'j'; I\ell j}^{\gamma}$ - искомые элементы матрицы рассеяния, содержащие всю информацию о взаимодействии нейтрона с ядром.

В качестве исходного канала $I\ell j$ перебираются все интересующие каналы, и в каждом случае вычисляются коэффициенты прилипания нейтрона по формуле

$$T_{e j I}^{\gamma} = 1 - \sum_{e' j' I'} |S_{e j I; e' j' I'}^{\gamma}|^2 \quad (12)$$

Сечения взаимодействия нейтронов с ядром вычисляются по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \sigma_t &= \sigma_c + \sigma_{el}^{II} + \sum_{I' \neq I}^{II'} \sigma_{tot} \\ \sigma_c &= \frac{\pi}{\kappa^2} \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{e j} (2J+1) T_{e j I}^{\gamma} \\ \sigma_{el} &= \frac{\pi}{\kappa^2} \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{e j e' j'} (2J+1) |\delta_{e j e' j'} - S_{e j I; e' j' I}^{\gamma}|^2 \\ \sigma_{tot}^{II'} &= \frac{\pi}{\kappa^2} \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{e j e' j'} (2J+1) |S_{e j I; e' j' I}^{\gamma}|^2 \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{dG^{II}}{dR} = \frac{1}{\kappa^2} \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{j_1, j_2} \sum_{j_1', j_2'} \sum_{l, l_2} [\delta_{l_2 l} \delta_{j_1' j_1} \delta_{I I'} - S_{l_2 j_1, I' l_2 j_1'}]$$

$$[\delta_{l_2 l_2'} \delta_{j_1 j_1'} \delta_{I I'} - S_{I l_2 j_1, I' l_2 j_1'}] \cdot K(j_1 l_1 j_1', l_1 l_1'; j_2 l_2 j_2', l_2 l_2'; II'; \theta);$$

где

$$K(j_1 l_1 j_1', l_1 l_1'; j_2 l_2 j_2', l_2 l_2'; II'; \theta) = (-1)^{I-I'} \frac{1}{4} \sum_{l=l_2-l_1}^{l_2+l_1} P(\cos \theta) (2j_1+1)(2j_2+1)$$

$$\sqrt{(2j_1+1)(2j_2+1)(2j_1'+1)(2j_2'+1)} W(j_1 j_1', j_2 j_2', II') W(j_1 j_1, j_2 j_2, II)$$

$$(j_1 j_2 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} / l_0) (j_1 j_2' \frac{1}{2} - \frac{1}{2} / l_0) \frac{1}{4} [1 + (-1)^{l_1+l_2-l}] [1 + (-1)^{l_1'+l_2'-l}]$$

Методика вычисления S - матричных элементов

Для определения элементов S - матрицы рассеяния необходимо иметь решение $R_{e j I}^J(z)$ системы (7) связанных уравнений, удовлетворяющих граничным условиям (I0, II). Решение $R_{e j I}^J$ искалось в виде линейной комбинации частных решений

$$R_{e j I}^J(z) = \sum C_{e j I'} U_{e j I'} e_{j I}^J(z), \quad (14)$$

которые находились численным интегрированием системы связанных уравнений (7) с начальными решениями

$$U_{e j I'}^J(z) \sim \begin{vmatrix} 0 \\ \vdots \\ \frac{1}{\kappa} (z) \\ 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 100 \dots 0 \\ 01 \dots 0 \\ \dots \dots \\ 0 \dots 01 \end{vmatrix} \quad (15)$$

Использование такого вида для частного решения при малых z обусловлено:

а) возможностью пренебрежения связью уравнений, спин-орбитальным взаимодействием и мнимой частью потенциала;

б) достаточно точным приближением постоянного по z потенциала;

в) использованием граничного условия при $z \rightarrow 0$.

Численное определение частных решений $U_{e j I'}^J$ вплоть до области клейки ($R_1; R_2$) осуществлялось по пятиточечной схеме Нумерова. Коэффициенты $C_{e j I'}$ линейной комбинации (13) являются решениями системы алгебраических уравнений, полученной из условий (II):

$$\frac{\frac{1}{R_1} \sum_{e j I'} C_{e j I'}^J U_{e j I'}^J(R_1)}{\frac{1}{R_2} \sum_{e j I'} C_{e j I'}^J U_{e j I'}^J(R_2)} = \frac{h_e^{(n)}(x_1 R_1)}{h_e^{(n)}(x_1 R_2)} \quad \text{для } E_I > 0 \quad (16)$$

или

$$= \frac{\sqrt{x_1 R_2}}{\sqrt{x_1 R_1}} \frac{\kappa_{e-j/2}(x_1 R_1)}{\kappa_{e+j/2}(x_1 R_2)} \quad \text{для } E_I < 0$$

Диагональный $S_{e j I}^J$ - матричный элемент определен из равенства

$$\frac{\frac{1}{R_1} \sum_{e j I'} C_{e j I'}^J U_{e j I'}^J(R_1)}{\frac{1}{R_2} \sum_{e j I'} C_{e j I'}^J U_{e j I'}^J(R_2)} = \frac{S_{e j I}^J h_e^{(n)}(x_1 R_1) + h_e^{(n)}(x_1 R_1)}{S_{e j I}^J h_e^{(n)}(x_1 R_2) + h_e^{(n)}(x_1 R_2)}, \quad (17)$$

полученного при использовании граничного условия для входного канала. Остальные $S_{e j I}^J$ матричные элементы найдены из уравнений

$$\frac{\frac{1}{R_1} \sum_{ijT} C_{ijT}^{\mathcal{J}} U_{ijT} (R_2)}{\frac{1}{R_2} \sum_{ijT} C_{ijT}^{\mathcal{J}} U_{ijT} (R_2)} = \frac{S_{ijT}^{\mathcal{J}} h_c^{(1)} \left(\frac{x_{1T}}{R_1} \right) \cdot h_c^{(1)} (x_{1T} R_2)}{S_{ijT}^{\mathcal{J}} h_c^{(1)} (x_{1T} R_2) + h_c^{(2)} (x_{1T} R_2)} \quad (16)$$

полученных из граничных условий для всех остальных каналов.

Влияние используемых приближений на рассчитываемые S , T - коэффициенты и сечения

Целью используемых приближений является экономия машинного времени, иначе необходимое для расчетов время оказывается неразумно большим. Однако, изменение степени того или иного из используемых приближений ведет к изменению рассчитываемых величин, и последние начинают определяться в большей мере степенью приближений, чем физикой процесса. Желание обеспечить необходимую устойчивость расчетов при разумном количестве машинного времени приводит к необходимости детального анализа влияния каждого из используемых приближений на рассчитываемые величины и определения самосогласованного уровня приближений в качестве рекомендованного. Критерием рекомендованного уровня того или иного приближения выбрана устойчивость рассчитываемых S , T - коэффициентов, неопределенность которых не должна превышать 10^{-3} для того, чтобы обеспечить точность $\approx 1\%$ при расчете полного сечения, сечения упругого рассеяния, сечения образования составного ядра, а также углового распределения упруго рассеянных нейтронов.

Приведенные в предыдущих разделах основные формулы метода связанных каналов и методика вычисления S - матрицы и определяют приближения, допускаемые в процессе расчетов.

а). Ограничение мультипольности разложения оптического потенциала

В общем случае разложение (2) предполагает неограниченное число членов ряда. Однако в случае значений параметра деформации, соответствующих ядрам в основном состоянии, следует ожидать довольно быструю сходимость ядра. Кроме того, при вычислении правой части уравнений роль коэффициентов разложения с более высокими λ уменьшается в связи с уменьшением вероятности частичных волн с высокой мультипольностью в падающем и рассеянном потоках нейтронов. Более детальный анализ ограничения ряда разложения потенциала выполнить трудно. Поэтому были использованы численные оценки. Проведено сравнение при угле 0° зависимости реальной и мнимой части потенциала от λ с их представлениями в виде двух ($\lambda = 0, 2$), трех ($\lambda = 0, 2, 4$), четырех ($\lambda = 0, 2, 4, 6$) и пяти ($\lambda = 0, 2, 4, 6, 8$) членов ряда (рис. 1). Видно, что представление потенциала двумя членами ($\lambda = 0, 2$) является неполным, а различие между исходным потенциалом и его представлением четырьмя членами ряда достаточно малым. Окончательным критерием ограничения разложения потенциала служило изменение S - матричных элементов от числа учитываемых членов ряда (2). Поэтому проведен численный расчет S - коэффициентов для ^{238}U с параметрами потенциала из работы [3] при энергии налетающего нейтрона $E_n = 2$ Мэв, моменте $\mathcal{J} = 2,5$ и рекомендованном уровне всех остальных приближений. При этом число учитываемых гармоник в разложении потенциала равнялось трем ($\lambda = 0, 2, 4$), четырем ($\lambda = 0, 2, 4, 6$) и десяти ($\lambda = 0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18$).

Приведенный расчет показал, что учет трех гармоник ($\lambda = 0, 2, 4$) дает отличие от стандарта (десяти гармоник) в S - и T - коэффициентах в 3-ем знаке, учет четырех гармоник ($\lambda = 0, 2, 4, 6$) - в 4-ом знаке после запятой. Таким образом учет четырех гармоник в разложении потенциала (2) может служить рекомендованным уровнем приближения.

б). Влияние числа связываемых уровней

Технические трудности решения системы с быстро возрастающим числом связанных уравнений в зависимости от увеличения числа учитываемых уровней ядра-мишени приводят к необходимости ограничения нижними вращательными уровнями.

Механизм и качественную сторону зависимости рассчитываемых величин от числа учитываемых уровней можно установить, исходя из правил отбора для мультипольности взаимодействия (9). Откуда видно, что учет большего числа нижних уровней ядра-мишени приводит к появлению в правой части зацепляющихся уравнений отличных от нуля слагаемых с мультипольностью λ в более широком диапазоне. Например, в случае четно-четного ядра-мишени при введении в рассмотрение возбужденных уровней с $I = 2, 4, 6$ в правой части уравнения для основного состояния появляются отличные от нуля слагаемые с $\lambda = 2, 4, 6$ соответственно. Последнее фактически означает изменение по-

Таблица I

Влияние числа учитываемых гармоник разложения потенциала на S , T коэффициенты

| L | l | ϵ | $\lambda = 0, 2, 4$ | | $\lambda = 0, 2, 4, 6$ | | λ все | |
|---|---|------------|---------------------|-------------|------------------------|-------------|---------------|-------------|
| | | | ReS | ImS | ReS | ImS | ReS | ImS |
| 0 | 2 | I | 0,21916 | -0,55503 | 0,220482 | -0,558844 | 0,2203158 | -0,5590212 |
| 2 | 0 | I | -0,09966 | 0,02408 | -0,0983153 | 0,022593 | -0,0983718 | 0,0223528 |
| 2 | 2 | -I | 0,01815 | -0,05174 | 0,0181924 | -0,0510482 | 0,018317 | -0,05103 |
| 2 | 2 | +I | 0,047245 | -0,105186 | 0,04712267 | -0,102807 | 0,04734 | -0,01027 |
| 2 | 4 | -I | 0,024227 | -0,011925 | 0,02410865 | -0,01167203 | 0,024147 | -0,0116442 |
| 2 | 4 | I | 0,097315 | -0,028675 | 0,09609533 | -0,0268497 | 0,09619 | -0,026668 |
| 4 | 2 | -I | -0,070771 | 0,009010 | -0,07308017 | 0,008146 | -0,073249 | 0,0082118 |
| 4 | 2 | +I | -0,0456596 | -0,00801649 | -0,04751035 | -0,0089972 | -0,046599 | -0,00896184 |
| 4 | 4 | -I | -0,02126491 | -0,00779094 | -0,02179932 | -0,00809166 | -0,021352 | -0,0080921 |
| 4 | 4 | +I | -0,0210758 | -0,02076115 | -0,02176989 | -0,0216887 | -0,0218657 | -0,0217104 |
| 4 | 6 | -I | -0,00161798 | -0,0004319 | -0,016373 | -0,0004402 | -0,0016608 | -0,0004394 |
| 4 | 6 | +I | -0,003759 | -0,00243039 | -0,003842 | -0,0026065 | -0,0038597 | -0,00261565 |
| 6 | 4 | -I | 0,0028914 | 0,017065 | 0,00416438 | 0,01572 | 0,0042523 | 0,015655 |
| 6 | 4 | +I | -0,0042946 | 0,01285814 | -0,003383 | 0,0012164 | -0,0033154 | 0,012126 |
| 6 | 6 | -I | 0,000515 | 0,0009329 | 0,00056279 | 0,0008358 | 0,00056548 | 0,00083327 |
| 6 | 6 | +I | -0,0004413 | 0,0018403 | -0,0003634 | 0,0017265 | -0,00035749 | 0,0017227 |
| 6 | 8 | -I | 0,0000162 | 0,0000192 | 0,00001745 | 0,00001607 | 0,0000175 | 0,00001602 |
| 6 | 8 | +I | -0,0000177 | 0,0000325 | -0,0000135 | 0,00002607 | -0,00001315 | 0,00002602 |

потенциала взаимодействия, связанное с учетом различного числа членов разложения потенциала по мультиполям.

Непосредственное изменение диагональных S - матричных элементов и сечений в зависимости от числа связываемых уровней ядра-мишени можно увидеть в табл. 2, где эти величины рассчитаны для ^{238}U при $E_n = 0,1$ Мэв с параметрами потенциала, взятыми из работы [2], с использованием других приближений на уровне рекомендованных. Из таблицы видно, что учет выше лежащих уровней ядра-мишени приводит к изменению рассчитываемых величин. Причем это изменение уменьшается, и значения стабилизируются с ростом числа учитываемых уровней, что полностью соответствует описанным выше рассуждениям и выводам предыдущего пункта. Отличие в рассчитанных S - коэффициентах с учетом 4 и 5 уровней ядра-мишени не превышает 10^{-3} , поэтому можно рекомендовать учет 4-х уровней ядра-мишени при проведении расчетов на сильно деформированных тяжелых ядрах.

в). Влияние точности удовлетворения граничного условия при $z \rightarrow \infty$

В задаче рассеяния все пространство разделяется на две области: область А - действия ядерного взаимодействия и область В - свободного движения.

В области А из-за сложного вида оптического потенциала система уравнений Шредингера (7) решается численно. В области В система зацепляющихся уравнений распадается на независимые уравнения, каждое из которых решается аналитически и общее решение для свободного движения отдельной шарнирной волны записывается в виде суперпозиции сходящейся и расходящейся функции Ханкеля или функций Макдональда ($E' < 0$).

Таблица 2
Зависимость сечений и S - коэффициентов от числа учитываемых уровней

| | 3 уровня | | 4 уровня | | 5 уровней | |
|--------------------------|----------|-------------------------|----------|-------------------------|-----------|-------------------------|
| σ_{tot} | 12,659 | | 12,6383 | | 12,637 | |
| σ_c | 4,953 | | 4,9038 | | 4,895 | |
| σ_{el} | 7,6953 | | 7,6955 | | 7,6956 | |
| σ_{ex} | 0,0103 | | 0,0095 | | 0,0093 | |
| $J = 1/2 \quad \ell = 0$ | 0,2726 | -0,7743 | 0,27608 | -0,78069 | 0,02758 | -0,7794 |
| $J = 1/2 \quad \ell = 1$ | 0,9254 | -0,1039 | 0,9255 | -0,09665 | 0,92512 | -0,09665 |
| $J = 3/2 \quad \ell = 2$ | 0,99734 | -0,002607 | 0,99742 | -0,00265 | 0,9974 | -0,00263 |
| $J = 3/2 \quad \ell = 1$ | 0,92364 | -0,1007 | 0,924413 | -0,0958 | 0,92418 | -0,0969 |
| $J = 5/2 \quad \ell = 2$ | 0,99729 | -0,00242 | 0,99734 | -0,00238 | 0,99735 | -0,00236 |
| $J = 5/2 \quad \ell = 3$ | 0,9999 | -0,147·10 ⁻⁴ | -0,9999 | -0,130·10 ⁻⁴ | 0,9999 | -0,117·10 ⁻⁴ |

Условие равенства обоих решений в точке R_{ac} - границы областей А и В и определяет S - коэффициенты.

При выборе радиуса R_{ac} и расстояния между соседними точками ΔR_{ac} учитывалось следующее:

1. Радиус склейки следует брать таким, чтобы потенциал при R_{ac} был достаточно мал;
2. Расстояние между соседними точками склейки ΔR следует выбирать так, чтобы обеспечить непрерывность функций и первых производных на радиусе склейки. Однако увеличение области численного интегрирования системы уравнений ведет к увеличению машинного времени. Уменьшение расстояния между соседними точками склейки приводит к вырождению системы линейных уравнений для определения коэффициентов C_i и соответственно ухудшит точность их вычислений. Зависимость T - коэффициентов от расстояния между точками склейки ΔR_{ac} приведена в табл. 3 для элемента ^{238}U с энергией налетающего нейтрона 2 Мэв.

Таблица 3

Зависимость T - коэффициентов от ΔR_{ac}

| R_1 | 14 | 14 | 14 | 14,5 |
|-----------------|--------|---------|---------|--------|
| R_2 | 15 | 14,7 | 14,5 | 14,6 |
| $T_{1/2}^{1/2}$ | 0,6715 | 0,67529 | 0,67526 | 0,6734 |

Зависимость T - коэффициентов от выбора R_{ac} для энергии 10 кэв приведена в табл. 4.

Таблица 4

Зависимость T - коэффициентов от R_{ac}

| | 9 | 12 | 14 | 15 | 16 | 27 |
|----------------------|----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| $J = 1/2$ | | | | | | |
| $\ell = 0$ | 0,05395 | 0,10918 | 0,11259 | 0,112812 | 0,112917 | 0,112919 |
| $\varepsilon = 1/2$ | | | | | | |
| $J = 1/2$ | | | | | | |
| $\ell = 1$ | 0,003898 | 0,0056696 | 0,0058007 | 0,0058098 | 0,0058148 | 0,0058149 |
| $\varepsilon = -1/2$ | | | | | | |

Из приведенных данных видно, что ограничение радиуса склейки $R \neq 15\text{ф}$ и расстояния между точками склейки $R = 0,5\text{ф}$ обеспечивают неопределенность вычисления T - коэффициентов меньше, чем 10^{-4} . Поэтому радиус склейки $R_{ac} \approx 15\text{ф}$ и расстояние между соседними точками склейки $\Delta R_{ac} = 0,5\text{ф}$ могут быть выбраны в качестве рекомендуемых.

г). Выбор шага интегрирования системы связанных уравнений

Определяющим критерием выбора шага интегрирования системы связанных уравнений является достаточно точная передача радиальной зависимости оптического потенциала при наибольшем шаге интегрирования. Это означает, что в случае представления потенциала в виде ряда (2) с коэффициентами (3) шаг интегрирования должен обеспечивать достаточно точную передачу радиальной зависимости коэффициентов (3). Вещественная часть коэффициентов разложения $v(z)$ (3) имеет $\frac{\lambda}{2} - 1$ корней, а мнимая часть $\frac{\lambda}{2}$ корней. В связи с рекомендованным ограничением мультипlicity разложения (2) $\lambda \leq 6$ (см. пункт а) шаг интегрирования должен обеспечивать описание плавной кривой $V_{\lambda} = 6$ с тремя нулями. Область отличных от нуля коэффициентов $v_{\lambda}(z)$ при $\lambda > 0$ в случае расчетов на ^{238}U с $\beta_2 = 0,24$ и $\alpha = 0,65$ составляет ≈ 5 ф. Поэтому разумно ожидать величину шага интегрирования в интервале $0,1 \text{ ф} < h < 0,4 \text{ ф}$. Следует отметить, что в соответствии с быстрым уменьшением $\max|v_{\lambda}(z)|$ с ростом λ можно надеяться на возможность увеличения приемлемого шага интегрирования.

С целью проверки правильности выбора шага интегрирования был проведен следующий численный эксперимент: сравнивались расчеты S- и T-коэффициентов, а также матрицы фундаментальных решений в точке $R_{acc} = 15$ ф для ^{238}U и $E_n = 100$ кэВ.

Расчеты производились с шагом интегрирования $h = 0,1; 0,2; 0,3$ и $0,5$ ф. Результаты расчетов показали, что для всех полных моментов системы \mathcal{J} матрицы фундаментальных решений, вычисленных с разным шагом h , кроме $h = 0,5$ ф - отличались не более, чем в третьем знаке, а S- и T-коэффициенты - в четвертом знаке. В табл. 6 приведены значения S- и T-коэффициентов для полного момента $\mathcal{J} = 1/2$, вычисленных с различным шагом интегрирования.

Таким образом, интегрировать систему дифференциальных уравнений методом Рунге можно с шагом $0,3$ ф. Такой шаг интегрирования может служить в качестве рекомендуемого при расчетах на сильно деформированных ядрах с $\beta \approx 0,24$.

Таблица 5

Зависимость S- и T-коэффициентов от шага интегрирования

| $\mathcal{J} = 1/2$ | | $\ell = 0$ | | $\ell = 0$ | | $\ell = 1/2$ | |
|-------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|-----------------------|-----------------------|
| $h = 0,1$ | | $h = 0,2$ | | $h = 0,3$ | | $h = 0,5$ | |
| Res | Im S | Res | Im S | Res | Im S | Res | Im S |
| 0,27224 | -0,8829 | 0,27226 | -0,8829 | 0,27248 | -0,88295 | 0,2649 | -0,6647 |
| $-2,109 \cdot 10^{-3}$ | $-8,18 \cdot 10^{-4}$ | $-2,109 \cdot 10^{-3}$ | $-8,18 \cdot 10^{-4}$ | $-2,107 \cdot 10^{-3}$ | $-8,19 \cdot 10^{-4}$ | $-3,94 \cdot 10^{-3}$ | $-7,35 \cdot 10^{-4}$ |
| $-2,0217 \cdot 10^{-3}$ | $-1,109 \cdot 10^{-3}$ | $-2,021 \cdot 10^{-3}$ | $-1,103 \cdot 10^{-3}$ | $-2,021 \cdot 10^{-3}$ | $-1,113 \cdot 10^{-3}$ | $-4,46 \cdot 10^{-4}$ | $-2,43 \cdot 10^{-4}$ |
| T = 0,14629 | | T = 0,14626 | | T = 0,146127 | | T = 0,4878 | |
| $\mathcal{J} = 1/2$ | | $\ell = 1$ | | $\ell = 1$ | | $\ell = -1/2$ | |
| 0,90733 | -0,0528 | 0,9072 | -0,0523 | 0,90704 | -0,0529 | 0,9683 | 0,0093 |
| $-0,018066$ | $0,00716$ | $-0,01808$ | $0,00716$ | $-0,018164$ | $0,007123$ | $-0,00345$ | $-0,02$ |
| $5,8078 \cdot 10^{-5}$ | $1,2 \cdot 10^{-5}$ | $5,81 \cdot 10^{-5}$ | $1,2 \cdot 10^{-5}$ | $5,83 \cdot 10^{-5}$ | $1,207 \cdot 10^{-5}$ | $1,7 \cdot 10^{-5}$ | $1,24 \cdot 10^{-4}$ |
| T = 0,17358 | | T = 0,17367 | | T = 0,17409 | | T = 0,053 | |

Сравнение результатов расчета с расчетами по программе JUPITER

Выполненное выше исследование влияния различных приближений на рассчитываемые величины и достаточно полное совпадение приемлемых условий счета в обеих программах позволяет провести непосредственное сравнение приведенных в работе [2] диагональных S-матричных элементов, полного сечения, сечения прямого упругого рассеяния, сечения прямого рассеяния с возбуждением первого уровня и угловых распределений упруго и неупруго рассеянных нейтронов. Выполненные нами расчеты проводились при параметрах оптического потенциала и энергиях нейтронов, указанных в работе [2].

Из непосредственного сравнения действительной и мнимой частей диагональных S - матричных элементов при значениях энергии нейтрона 0,1 Мэв, 0,6 Мэв и 2 Мэв видно, что за исключением двух случаев отличие сравниваемых величин начинается не ранее, чем в третьем знаке после запятой. Относительное различие вещественной части S - матрицы составляет, как правило, доли процента. Относительная разница мнимой части S - матрицы меняется от долей процента до 20% по мере уменьшения ее абсолютного значения. Такое различие в S - матричных элементах обеспечивает согласие T -коэффициентов с точностью не хуже 1%. В таблицах 6 приведены сечения полного взаимодействия, прямого упругого и неупругого (с возбуждением первого уровня) сечений рассеяния нейтронов. Из сравнения сечений видно, что разница в полном сечении составляет доли процента, в сечении упругого рассеяния не превосходит процента, а в сечении прямого неупругого рассеяния не превышает 7%. Сравнение угловых распределений прямого упругого рассеяния нейтронов показано на рис. 2. Видно, что угловые распределения упруго рассеянных нейтронов очень хорошо совпадают. Угловые распределения неупругого рассеяния совпадают качественно, но не количественно. Во всех расчетах кривая идет существенно выше кривой [2] для задних углов. Это следовало ожидать, так как различие в недиагональных матричных элементах может быть существенным из-за их малости по абсолютному значению. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

Проведенное сравнение результатов расчета с расчетами по программе JUPITER показывает, что при энергии налетающих нейтронов от 10 кэв до 15 Мэв обе программы при расчете нейтронных сечений эквивалентны с точностью, заметно превышающей точность экспериментальных данных. Использование той или другой программы не должно влиять на точность оцененных сечений или приводить к сколько-нибудь существенно разным физическим представлениям при анализе экспериментальных данных.

Таблица 6 а

Сравнение результатов расчетов при $E_n = 100$ кэв

| | JUPITER | Настоящая работа |
|----------------|---------|------------------|
| σ_{tot} | 12,65 | 12,637 |
| σ_e | 4,874 | 4,895 |
| σ_{el} | 7,776 | 7,6956 |
| σ_{en} | 0,0095 | 0,0093 |

Диагональные S - коэффициенты

| J | l | ReS | ImS | ReS | ImS |
|-----|---|--------|-------------|---------|------------------------|
| 1/2 | 0 | 0,2786 | - 0,7806 | 0,2758 | - 0,7794 |
| 1/2 | 1 | 0,9262 | - 0,095 | 0,92512 | - 0,09655 |
| 3/2 | 2 | 0,9977 | - 0,0026 | 0,9974 | - 0,00263 |
| 3/2 | 1 | 0,9266 | - 0,0972 | 0,92418 | - 0,0969 |
| 5/2 | 2 | 0,9974 | - 0,0024 | 0,99735 | - 0,00236 |
| 5/2 | 3 | 0,9999 | - 10^{-5} | 0,9999 | - $1,17 \cdot 10^{-5}$ |

Таблица 6 в

Сравнение результатов расчетов при $E_n = 600$ кэв

| | JUPITER | Настоящая работа |
|----------------|---------|------------------|
| σ_{tot} | 9,369 | 9,395 |
| σ_e | 4,144 | 4,1625 |
| σ_{el} | 5,225 | 5,1977 |
| σ_{en} | 0,1066 | 0,1077 |

Продолжение таблицы 6 в

Диагональные S - коэффициенты

| J | l | ReS | ImS | ReS | ImS |
|-----|---|---------|------------------------|---------|------------------------|
| 1/2 | 0 | -0,6312 | -0,089 | -0,6327 | -0,0846 |
| 1/2 | 1 | 0,3676 | -0,4902 | 0,36068 | -0,4927 |
| 3/2 | 2 | 0,884 | -0,01402 | 0,8828 | -0,014256 |
| 3/2 | 1 | 0,3704 | -0,4842 | 0,3559 | -0,4737 |
| 5/2 | 2 | 0,8814 | -0,1316 | 0,8794 | -0,133 |
| 5/2 | 3 | 0,9846 | -0,0054 | 0,9847 | -0,005713 |
| 7/2 | 4 | 0,9994 | -0,54.10 ⁻⁶ | 0,9993 | -0,78.10 ⁻⁶ |

Таблица 6 с

Сравнение результатов расчетов при E_n = 2 Мэв

| | JUPITER | Настоящая работа |
|----------------|---------|------------------|
| σ_{tot} | 7,654 | 7,6039 |
| σ_n | 4,075 | 4,043 |
| σ_{el} | 3,579 | 3,5608 |
| σ_{or} | 0,233 | 0,219 |

Диагональные S - коэффициенты

| J | l | ReS | ImS | ReS | ImS |
|-----|---|---------|---------|----------|-----------|
| 1/2 | 0 | 0,2818 | 0,4042 | 0,2752 | 0,4038 |
| 1/2 | 1 | -0,2452 | -0,0784 | -0,24567 | -0,06467 |
| 3/2 | 2 | 0,2386 | -0,5522 | 0,2311 | -0,5533 |
| 3/2 | 1 | -0,198 | 0,00336 | -0,1966 | 0,003889 |
| 5/2 | 2 | 0,2533 | -0,5304 | 0,2533 | -0,52 |
| 5/2 | 3 | 0,6558 | -0,178 | 0,65525 | -0,1798 |
| 7/2 | 4 | 0,9347 | -0,014 | 0,93308 | -0,01619 |
| 7/2 | 3 | 0,587 | -0,2506 | 0,58538 | -0,2795 |
| 9/2 | 4 | 0,9218 | -0,0102 | 0,9212 | -0,009918 |

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ влияния используемых в процессе численного счета приближений на рассчитываемые S -, T - коэффициенты и сечения позволяет рекомендовать определенную степень каждого из имеющихся приближений. При этом обеспечивается необходимая точность расчетов при минимальной затрате машинного времени. Изменения рассчитываемых величин вне пределов указанной точности должны соответствовать изменению параметров потенциала.

На примере расчетов S -, T - коэффициентов полного сечения, сечений упругого рассеяния и образования составного ядра, а также углового распределения упруго рассеянных нейтронов на ядре ²³⁸U нам представляется возможным считать, что для достижения точности расчета сечений взаимодействия нейтронов с тяжелыми сильнодеформированными ядрами ~1%, S - коэффициентов ~10⁻³ необходим следующий уровень используемых приближений:

а) оптический потенциал (I) достаточно точно описывается рядом (2) с четырьмя членами разложения ($\lambda = 0,2,4,6$);

б) число связываемых уровней может быть ограничено четырьмя;

в) радиус склейки может быть ограничен 15 ф, а расстояние между двумя соседними точками в районе радиуса склейки может быть взято равным 0,5 ф;

г) шаг интегрирования системы связанных уравнений может быть взят равным 0,2-0,3 ф.

Следует отметить, что рекомендованный уровень каждого из используемых приближений практически совпадает с уровнем приближений использованных в программе JUPITER. При этом оказывается, что неопределенность рассчитываемых величин в зависимости от степени приближения совпадает с

обеих программах по порядку величины, но в наших расчетах она несколько выше, чем в программе JUPITER.

Непосредственное сравнение рассчитанных S -, T - коэффициентов и сечений взаимодействия нейтронов с ядром ^{238}U с расчетами, выполненными по программе JUPITER, показывает, что при энергии налетающих нейтронов от 10 кэв до 15 Мэв обе программы при рекомендованном уровне приближений эквивалентны с точностью, заметно превышающей точность экспериментальных данных, и с одинаковым успехом могут быть использованы в целях получения оцененных нейтронных констант.

Авторы благодарны А.Б.Игнатьку за полезные обсуждения программы и любезное ознакомление нас с материалами работы [2].

Л и т е р а т у р а

1. Tamura T. Rev.Mod.Phys. 1965,37,697.
2. Jasyuyuki Kikuchi. Research of the best running conditions of nuclear codes for coupled channel calculation of neutron interaction with heavy deformed nuclear. D. Ph-N/MP/72/502 INDC(FR)-5/L.
3. Prince A. Analysis of high energy neutron cross-sections for fissile and fertile isotopes. Helsinki, SM-26/91.

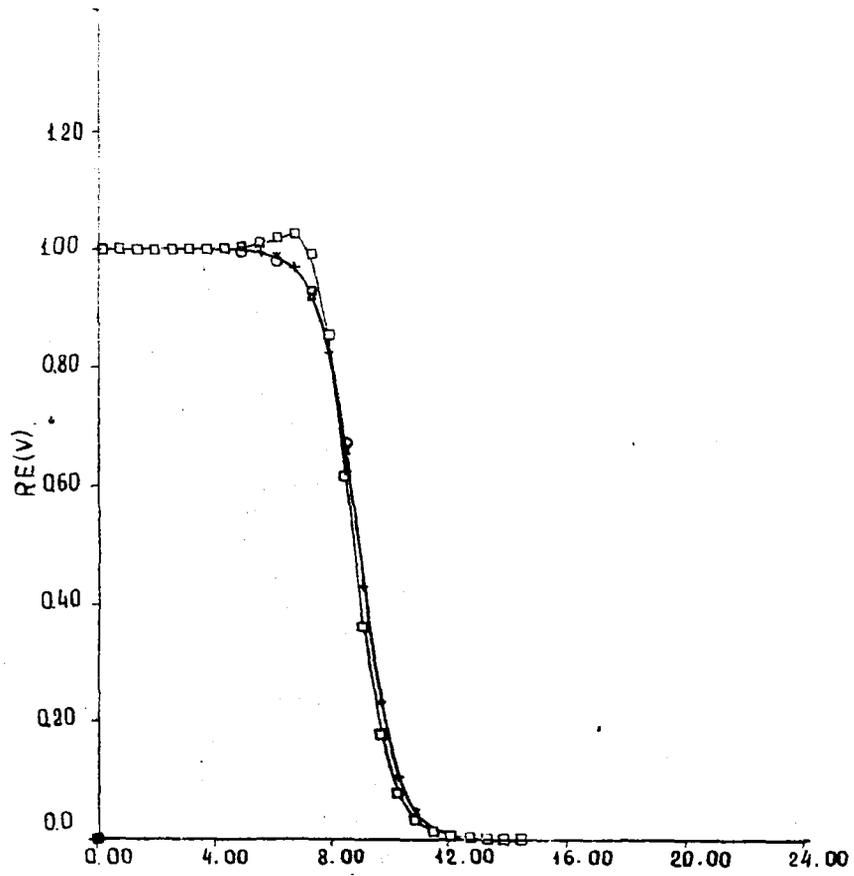


Рис. 1 а. Зависимость реальной части потенциала от числа членов разложения $\theta = 0^\circ$.

| | | | |
|-----|---------------------|-----|---------------------------|
| — | RE (V) | △-△ | $\lambda = 0, 2, 4, 6$ |
| □-□ | $\lambda = 0, 2$ | + + | $\lambda = 0, 2, 4, 6, 8$ |
| ○-○ | $\lambda = 0, 2, 4$ | | |

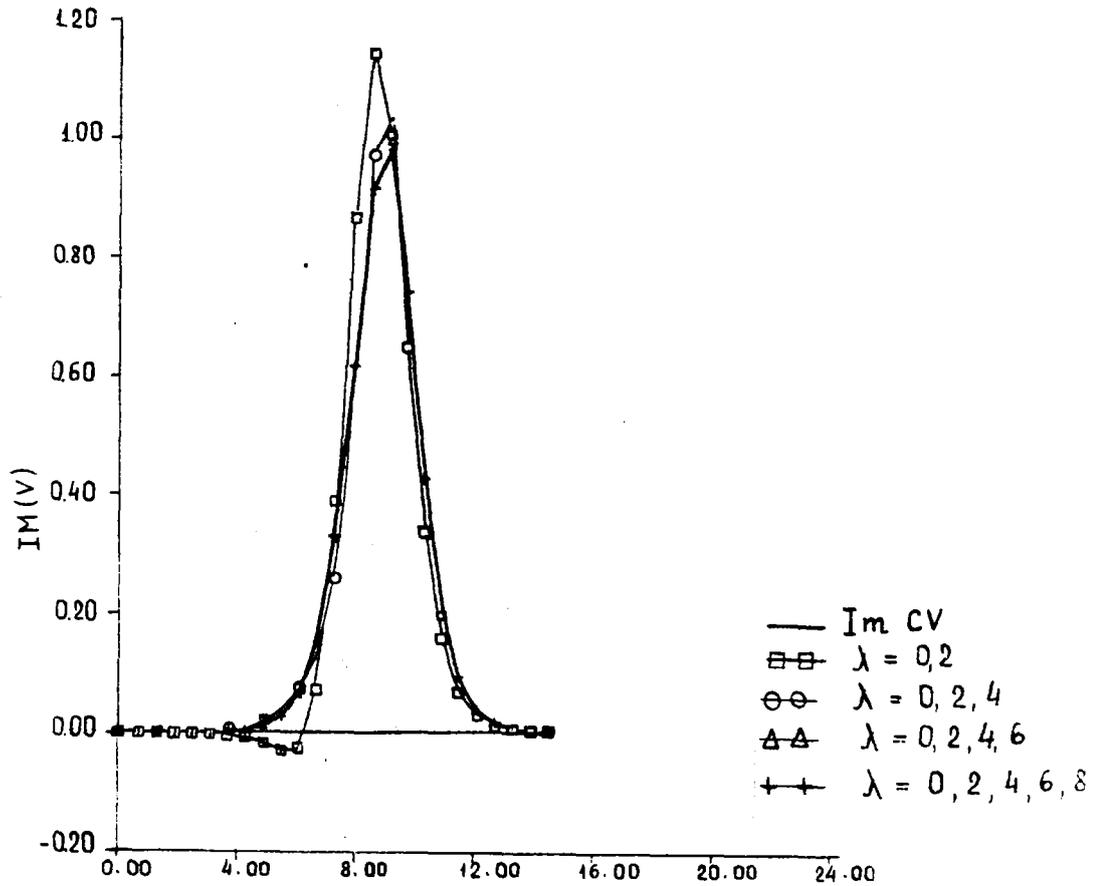


Рис. 1 б. Зависимость мнимой части потенциала от числа членов разложения $\theta = 0^\circ$.

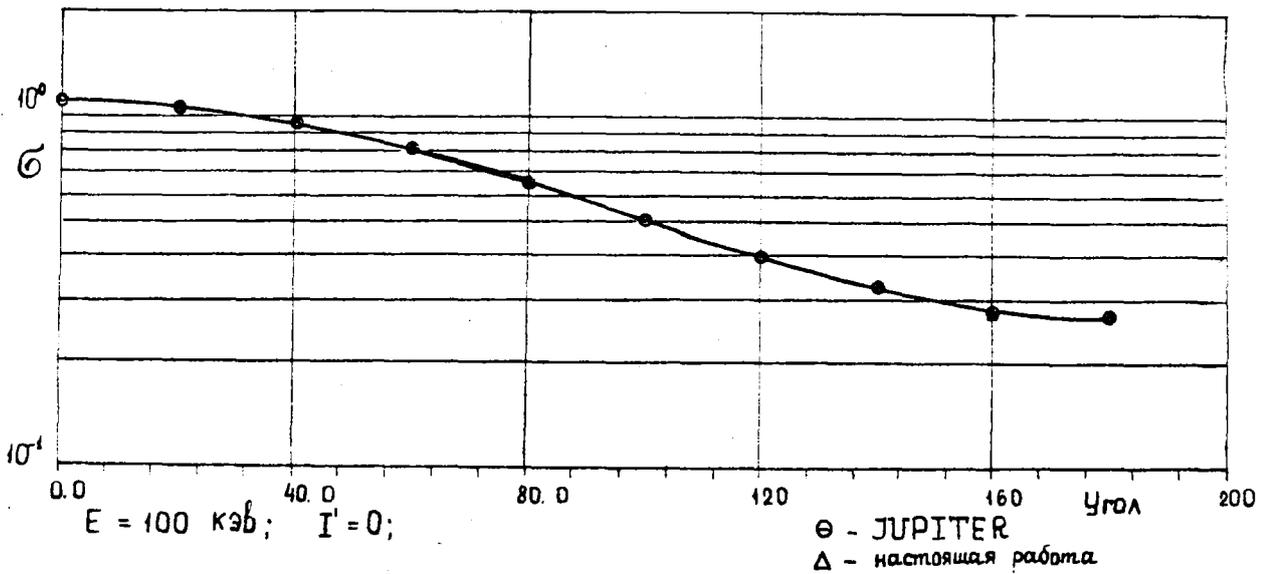


Рис. 2 а. Угловое распределение упругого рассеяния нейтронов при энергии $E_n = 100\text{ кэВ}$:

- — расчеты по программе JUPITER,
- △ — настоящая работа.

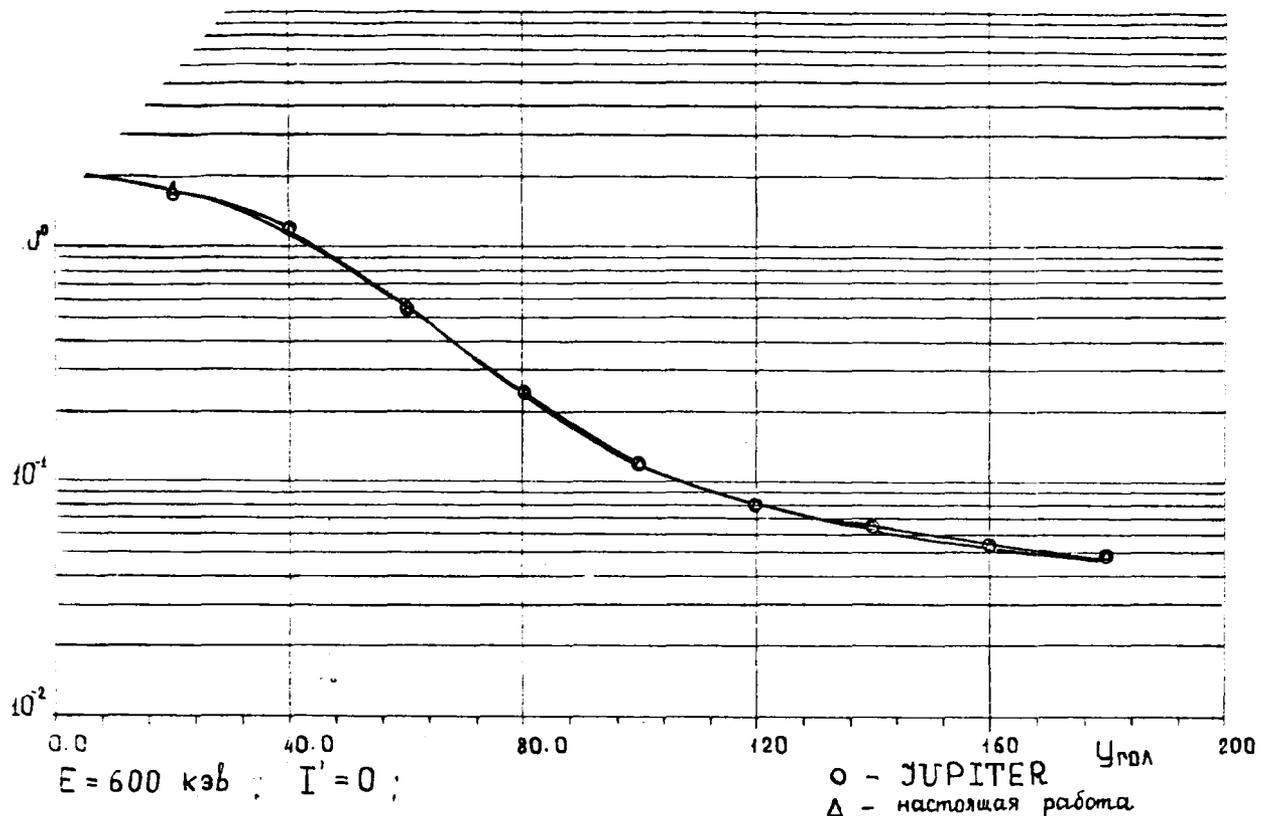


Рис. 2 в. Угловое распределение упругого рассеяния нейтронов при энергии $E_n = 600 \text{ кэВ}$:

○ - расчеты по программе JUPITER,
 Δ - настоящая работа.

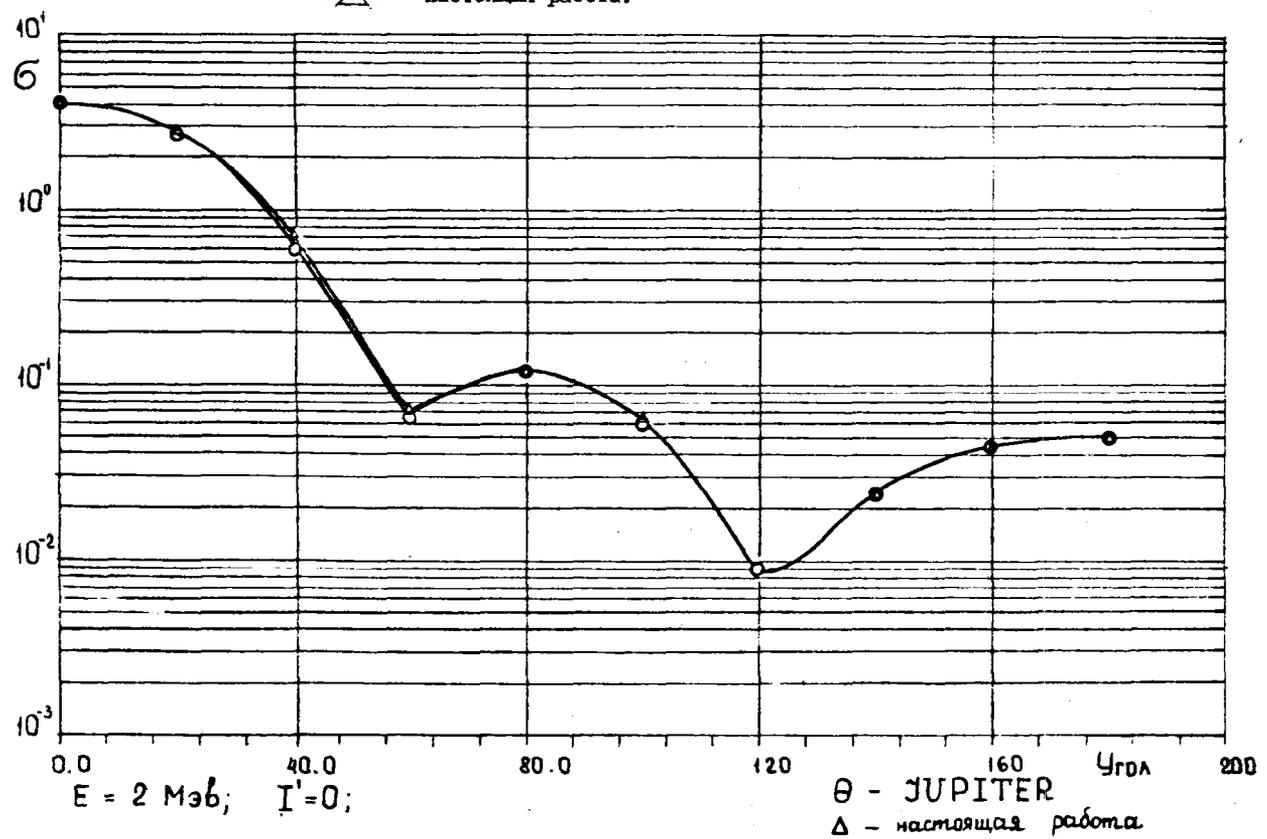


Рис. 2 д. Угловое распределение упруго рассеянных нейтронов при $E_n = 2 \text{ МэВ}$:

○ - расчеты по программе JUPITER ,
 Δ - настоящая работа.

ЭББИМОТРАЖИЧЕСКИ ИНДЕКС РАБОТ СЕОПНИКА В МЕДИУНАРОДНОЈ СИСТЕМЕ СИМЛА

| ISOTOPE | QUANTITY | INSTITUTE | MIN ENERGY | MAX (eV) | REFERENCE | DATE | FIRST AUTHOR, COMMENTS |
|---------|----------|-----------|------------|----------|-----------|------|-------------------------------|
| Cm-244 | NU | CCP | SPON | | YK 23 3 | 76 | KHØKHLØV+.NUBAR, TELS |
| Cm-246 | NU | CCP | SPON | | YK 23 3 | 76 | KHØKHLØV+.NUBAR, TELS |
| Cm-248 | NU | CCP | SPON | | YK 23 3 | 76 | KHØKHLØV+.NUBAR, TELS |
| K-41 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| K-41 | NP | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| K-41 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| K-41 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Mi-61 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Mi-61 | NP | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Mi-61 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Mi-61 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zn-64 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zn-64 | NP | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zn-64 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zn-64 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zn-67 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zn-67 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zn-67 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Y-89 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Y-89 | NP | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Y-89 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Y-89 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zr-90 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zr-90 | NP | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zr-90 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| Zr-90 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| In-115 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |
| In-115 | NP | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG, TEL |

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК РАБОТ ОБЪЕКТА В РАЙОНАХ РАБОТЫ С НАЧАЛОМ 1976 ГОДА

| ИДЕНТИФИКАТОР | КОЛИЧЕСТВО | ИНСТИТУТ | ЭНЕРГИЯ МЭВ | МАТ (ЭВ) | СРЕДСТВО | ДАТА | ПЕРВЫЙ АВТОР, КОММЕНТЫ |
|---------------|------------|----------|-------------------|------------------|-----------|------|---|
| Ln-115 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Ln-115 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Pr-141 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Pr-141 | NP | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Pr-141 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Pr-141 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Tu-169 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Tu-169 | NP | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Tu-169 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Tu-169 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Au-197 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Au-197 | NP | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Au-197 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Au-197 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Pb-204 | NA | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Pb-204 | NP | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Pb-204 | N2N | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| Pb-204 | DIN | CCP | 7 | | YK 23 4 | 76 | BRØDSKAJA+.ACTIV,AVG SIG,TBL |
| I-127 | DIN | FBI | 1.4 ⁷ | | YK 23 6 | 76 | SAL'NIKOV+.TOP,NEUT-SPEC,TBLS |
| Sb | DIN | FBI | 1.4 ⁷ | | YK 23 6 | 76 | SAL'NIKOV+.TOP,NEUT-SPEC,TBLS |
| C-12 | DIN | FBI | 1.4 ⁷ | | YK 23 10 | 76 | SAL'NIKOV+.TOP,DIFFSIG AT 5ANG,TBLS |
| Pt-239 | DIN | FBI | 1.4 ⁷ | | YK 23 14 | 76 | DEVKIN+.TOP,SECOND N-SPEC,TBL, GRAPHS |
| Ni-58 | DIN | FBI | 9.0 ⁶ | 1.4 ⁷ | YK 23 20 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATIONS |
| Ni-60 | DIN | FBI | 9.0 ⁶ | 1.4 ⁷ | YK 23 20 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATIONS |
| Ni-62 | DIN | FBI | 9.0 ⁶ | 1.4 ⁷ | YK 23 20 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATIONS |
| Ni-58 | N2N | FBI | 9.0 ⁶ | 1.4 ⁷ | YK 23 20 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATIONS |
| Ni-60 | N2N | FBI | 9.0 ⁶ | 1.4 ⁷ | YK 23 20 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATIONS |
| Ni-62 | N2N | FBI | 9.0 ⁶ | 1.4 ⁷ | YK 23 20 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATIONS |
| Ni-58 | NP | FBI | 9.0 ⁶ | 1.4 ⁷ | YK 23 20 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATIONS |
| Ni-60 | NP | FBI | 9.0 ⁶ | 1.4 ⁷ | YK 23 20 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATIONS |
| Ni-62 | NP | FBI | 9.0 ⁶ | 1.4 ⁷ | YK 23 20 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATIONS |
| Cr | TOT | FBI | 2.5 ⁻² | 1.5 ⁷ | YK 23 28 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATION,GRAPHS |
| Cr | NG | FBI | 2.5 ⁻² | 1.5 ⁷ | YK 23 28 | 76 | BYCHKOV+.CALCULATION,GRAPHS |
| Cr | RES | FBI | 1.6 ³ | 3.3 ⁵ | YK 23 28 | 76 | BYCHKOV+.WN,WG,TBL |
| Pt-238 | NP | FBI | 2 | 7 | YK 23 40 | 76 | ABAGJAN+.26-AND 21 GROUP SIGS,TBLS |
| Am-243 | NP | FBI | 2 | 7 | YK 23 40 | 76 | ABAGJAN+.26-AND 21 GROUP SIGS,TBLS |
| Am-243 | NP | FBI | 2 | 7 | YK 23 40 | 76 | ABAGJAN+.26-AND 21 GROUP SIGS,TBLS |
| Pt-238 | ABS | FBI | 2 | 7 | YK 23 40 | 76 | ABAGJAN+.26-AND 21 GROUP SIGS,TBLS |
| Am-243 | ABS | FBI | 2 | 7 | YK 23 40 | 76 | ABAGJAN+.26-AND 21 GROUP SIGS,TBLS |
| Am-243 | ABS | FBI | 2 | 7 | YK 23 40 | 76 | ABAGJAN+.26-AND 21 GROUP SIGS,TBLS |
| U-233 | NP | FBI | 4.0 ⁵ | 7.0 ⁶ | YK 23 102 | 76 | MAKSJUTENKOV+.REACT N, NP+ DELYD NS, GRA |
| U-235 | ALP | CCP | 6 | | YK 23 106 | 76 | RJABOV.ALPHA(NEUT-E),GRAPH |
| U-235 | NUD | FBI | 6 | | YK 23 110 | 76 | MAKSJUTENKOV+.YLD DELAYED NEUTS,GRPH |
| Pt-239 | NUD | FBI | 6 | | YK 23 110 | 76 | MAKSJUTENKOV+.YLD DELAYED NEUTS,GRPH |

БИЕЛИОГРАФИЧЕСКИ ИЛИЕНС РАБОТ СБОРНИКА В МЕДИУНАРОДНОЈ СИСТЕМЕ СИМЛА

| ISOTOPE | QUANTITY | INSTITUTE | MIN ENERGY | MAX (EV) | REFERENCE | DATE | FIRST AUTHOR.COMMENTS |
|---------|----------|-----------|------------------|------------------|-----------|------|-------------------------------------|
| Pb-208 | DEL | CCP | 1.3 ⁶ | 1.5 ⁶ | YK 23 114 | 76 | BELOVICKY+.OPTMØD,SIG(ANG), GRAPHS |
| Th-232 | GN | CCP | 5.0 ⁶ | 2.0 ⁷ | YK 23 117 | 76 | ANTRØPØV+.SIG(E-GAMMA),GRAPH |
| Pu-239 | GN | CCP | 5.0 ⁶ | 2.0 ⁷ | YK 23 117 | 76 | ANTRØPØV+.SIG(E-GAMMA),GRAPH |
| H-14 | DNG | CCP | 1.4 ⁷ | | YK 23 120 | 76 | SUKHANØV+.GRØUP SIGS OF G-RAYS,TELS |
| O-16 | DNG | CCP | 1.4 ⁷ | | YK 23 120 | 76 | SUKHANØV+.GRØUP SIGS OF G-RAYS,TELS |
| Al-27 | DNG | CCP | 1.4 ⁷ | | YK 23 120 | 76 | SUKHANØV+.GRØUP SIGS OF G-RAYS,TELS |
| Fe | DNG | CCP | 1.4 ⁷ | | YK 23 120 | 76 | SUKHANØV+.GRØUP SIGS OF G-RAYS,TELS |
| Pb | DNG | CCP | 1.4 ⁷ | | YK 23 120 | 76 | SUKHANØV+.GRØUP SIGS OF G-RAYS,TELS |
| U-238 | HF | CCP | 0 | 7 | YK 23 127 | 76 | BYCHKØV+.RATIO SIG U-238/SIG U-235 |
| U-235 | HF | CCP | 0 | 7 | YK 23 127 | 76 | BYCHKØV+.RATIO SIG U-238/SIG U-235 |

| | |
|--|----|
| I. Ю.А.Хохлов, М.Б.Савин, В.Н.Дудин и др. Среднее число мгновенных нейтронов при спонтанном делении ^{244}Cm , ^{246}Cm , ^{248}Cm | 3 |
| 2. А.К.Бродская, Н.И.Иванова, Ф.Х.Насыров. Средние по спектру нейтронов деления сечения реакций (n, α) , (n, p) , $(n, 2n)$, (n, n') для ряда элементов..... | 4 |
| 3. О.А.Сальников, В.Б.Ануфриенко, Б.В.Девкин и др. Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах иода и сурьмы..... | 6 |
| 4. О.А.Сальников, В.Б.Ануфриенко, Б.В.Девкин и др. Угловое распределение неупруго рассеянных нейтронов на углероде..... | 10 |
| 5. Б.В.Девкин, А.А.Лычагин, О.А.Сальников и др. Спектры вторичных нейтронов при взаимодействии 14,5 Мэв нейтронов с ядрами ^{239}Pu | 14 |
| 6. В.М.Бычков, В.И.Пляскин. Оценка спектров эмиссии частиц при бомбардировке ядер никеля нейтронами..... | 20 |
| 7. В.М.Бычков, В.В.Возяков, В.Н.Манохин и др. Оценка полного сечения и сечения радиационного захвата для естественной смеси изотопов хрома..... | 28 |
| 8. Л.П.Абагян, А.Г.Довбенко, С.М.Захарова и др. Оценка сечений деления и поглощения для плутония-238, америция-243 и кюрия-244..... | 40 |
| 9. В.М.Бычков, С.М.Насырова, В.Н.Манохин и др. Форматное преобразование информации машинной библиотеки экспериментальных нейтронных данных..... | 80 |
| 10. В.М.Бычков, С.М.Насырова, В.Н.Манохин. Автоматизированная картотека экспериментальных работ по нейтронной физике..... | 84 |
| II. П.Вертеп. Система переработки файлов ядерных данных, представленных в перфокартном формате..... | 87 |

ДОКЛАДЫ 3-ей ВСЕСОЮЗНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКЕ, КИЕВ,
9-13 ИЮНЯ 1975 г.

| | |
|--|-----|
| 12. И.Н.Борзов, С.П.Камерджиев. Новые гигантские резонансы в ядрах..... | 102 |
| 13. А.С.Тяпин, В.Е.Маршалкин. Распределение делительных ширин в модели двугорбого барьера деления..... | 105 |
| 14. А.П.Малыхин, И.В.Жук, О.И.Ярошевич и др. Измерение отношения эффективных сечений деления $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^8$, $\bar{\sigma}_f^5/\bar{\sigma}_f^9$ и гетерогенных эффектов на быстротепловых критических сборках..... | 113 |
| 15. Б.П.Макситенко, Ю.Ф.Балакшев, А.А.Шиманский. Реакция n , n' и запаздывающие нейтроны от ^{238}U | 115 |
| 16. Ю.В.Рябов. Об измерении отношения сечений радиационного захвата и деления (α) в резонансной области энергий взаимодействующих нейтронов | 119 |
| 17. С.Б.Ермагамбетов, К.К.Истеков, Б.Нурпеисов и др. Эффективные моменты инерции тяжелых ядер при низких возбуждениях..... | 122 |
| 18. Б.П.Макситенко, Ю.Ф.Балакшев, В.И.Буланенко и др. Определение процентного содержания смеси урана-235 и плутония-239 по запаздывающим нейтронам..... | 124 |
| 19. Г.Е.Беловицкий, А.Е.Воронков, О.С.Пресняк. Упругое рассеяние нейтронов с энергией 13,4-14,8 Мэв на ^{208}Pb и изоспиновая зависимость оптического потенциала..... | 128 |
| 20. Г.П.Антропов, В.А.Вахламов, С.В.Жихарева и др. Полные выходы фотонейтронов из ^{232}Th и ^{239}Pu | 131 |
| 21. Б.И.Суханов, П.Д.Смотрин. Измерение групповых сечений образования γ -квантов при взаимодействии нейтронов энергией 14 Мэв с ядрами N , O , Al , Fe , Pb и проверка системы констант γ -образования в интегральном эксперименте..... | 134 |
| 22. Э.И.Дубовой, В.А.Голышков. Характеристики интенсивного источника моноэнергетических нейтронов, реализуемого на мезонных фабриках..... | 136 |
| 23. М.Д.Камчибеков. Параметры кинетики растворных размножающих систем..... | 139 |
| 24. М.В.Бычков, А.В.Скобкарев, А.И.Евчук и др. Измерение отношения эффективных сечений делений $\bar{\sigma}_f^8/\bar{\sigma}_f^5$ в быстро-тепловой критической сборке активационным методом..... | 142 |
| 25. Г.Г.Бунатян. О магнитных моментах возбужденных состояний деформированных ядер..... | 145 |
| 26. Б.М.Дзюба, В.Е.Маршалкин, В.М.Повышев и др. Допустимые расчетные упрощения в методе связанных каналов..... | 147 |

ВОПРОСЫ
АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 23

ТБ-С2550 от 30.II.76. Объем 13,7 уч.изд.л. Тираж 350 экз. Цена 1 руб.37 коп. Заказ №706

Отпечатано на роталпринте ФЭИ, Д е к а б р ь 1976 г.

①

Цена 1 руб. 37 коп.