

Ш-694

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

SINR-att - ShorinVS-1974.pdf

ШОРИН Владимир Сергеевич

**. Сечения радиационного захвата нейтронов
с энергией 5—80 кэВ для ядер
редкоземельной области**

(01.04.16—физика атомного ядра и космических лучей)

*Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук*

Дубна — 1974

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

В.С. ШОРИН

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 5-80 КЭВ ДЛЯ ЯДЕР РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ
ОБЛАСТИ

(О1.04.16 - физика атомного ядра и
космических лучей)

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна - 1974

Работа выполнена в ордена Трудового Красного Знамени

Физико-энергетическом институте.

Научный руководитель-кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник В.Н. Кононов

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор М.Н. Николаев
(Физико-энергетический институт, Обнинск)
кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Ю.П. Попов
(ОИЯИ-ЛНФ, Дубна)

Ведущее предприятие: ордена Ленина Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, Москва

Автореферат разослан " " _____ 1974 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1974 г.

в _____ час на заседании Объединенного Ученого Совета Лаборатория нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (Дубна, конференц-зал ЛНФ).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Ученый секретарь Совета ЛНФ-ЛЯР
кандидат физико-математических наук

Э.Н. Каржавина

- 3 -

Интерес к сечениям радиационного захвата быстрых нейтронов обусловлен как практическими потребностями ядерной энергетики, так и развитием теоретических представлений о механизме реакций и структуре ядра. Для ядерной энергетики и, особенно, реакторостроения на быстрых нейтронах важно знание сечений захвата как делящихся и конструктивных элементов, так и ряда редкоземельных элементов (Eu , Gd и др.), которые могут быть использованы в системах контроля и управления реакторов. Сечения захвата наплаивающихся в реакторе осколков деления можно получить только с помощью оценки, опирающейся на проверенные теоретические представления о структуре высоковозбужденных состояний ядер и механизме процесса. При энергии нейтронов ниже 1 Мэв радиационный захват хорошо описывается статистической моделью ядра, которая позволяет извлечь из экспериментальных данных такие важные параметры теории, как нейтронные и радиационные силовые функции. Первые проливают свет на величину остаточного взаимодействия в ядрах, вторые непосредственно связаны с плотностью возбужденных уровней составного ядра. Сечения захвата быстрых нейтронов необходимы и ядерной астрофизике для развития теорий нуклеосинтеза.

Целью данной работы является исследование сечений радиационного захвата нейтронов с энергией 5-80 мэв для изотопов Gd , Eu и Yb , которые хорошо изучены только в резонансной области энергий. Измерения проводились с использованием техники времени пролета и метода регистрации мгновенных γ -лучей захвата на импульсном электростатическом ускорителе ФЭИ. Из анализа се-

чений захвата получены ρ -нейтроны (S_1) и радиационные (\bar{G}_1/\bar{D}) силовы функции. В работе рассматривается также роль радиационного захвата в проблеме нуклеосинтеза.

Диссертация состоит из 5 глав и приложений. В первой главе дается обзор современных методов измерения сечений захвата нейтронов. Вторая и третья главы посвящены описанию экспериментальной установки, техники измерения и получения сечений захвата. Теоретический анализ данных проводится в четвертой главе. Пятая глава посвящена нуклеосинтезу. В приложениях рассмотрены методы расчета эффективности (n, γ)-детектора, учета поправок на многократное рассеяние нейтронов и резонансное самоэкранирование в образце, на нелинейности измерительной системы и описан используемый вариант метода связанных каналов.

Метод измерения

Метод измерения по мгновенным γ -лучам захвата, используемый в настоящей работе, является относительным. Энергетический ход сечения захвата измеряется относительно сечения реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha \gamma)$, а абсолютизация сечения захвата проводится по сечению захвата золота при энергии нейтронов $E_n = 30$ кэВ. Указанные стандарты являются наилучшими с точки зрения их значения в исследуемой области энергий и возможности применения в экспериментах с наносекундной техникой времени пролета. Таким образом, задача измерения сечения захвата $\sigma_{n\gamma}^k(E)$ для k -го образца практически сводится к нахождению числа событий захвата $N_{\gamma k}^E$ регистрируемых γ -детектором, в интервале энергий $E, E \pm \Delta E$ и числа событий $N_{\text{вк}}^E$, регистрируемых нейтронным детектором и

пропорциональных падающему потоку нейтронов, как видно из выражения.

$$\sigma_{n\gamma}^k(E) = \sigma_{n\gamma}^0(30) \frac{N_0}{N_k} \frac{\sigma_a^E F_B^E}{\sigma_a^{30} F_B^{30}} \frac{(E_\gamma f_\gamma)_0}{(E_\gamma f_\gamma)_k} \frac{(F_{r1}^{30} F_{ms}^{30})}{(F_{r1}^E F_{ms}^E)} \frac{N_{\gamma k}^E N_{\text{вк}}^{30}}{N_{\gamma 0}^E N_{\text{вк}}^E} \quad (I)$$

Индекс 0 - относится к опыту со стандартом, индекс 30 - $E_n = 30$ кэВ; N - толщина образца; $\sigma_{n\gamma}^0(30)$ - сечение захвата золота (596 мб); σ_a^E - сечения $^{10}\text{B}(n, \alpha \gamma)$ реакции; F_B^E - поправка на изменение эффективности нейтронного детектора с энергией E_n ; E_γ^0 - эффективность γ -детектора при нулевом пороге регистрации; f_γ - доля событий захвата выше радиотехнического порога, вводимого для получения оптимального отношения "эффект/фон", предполагается, что E_γ^0 и f_γ не зависят от E_n ; F_{r1} - поправка на резонансное самоэкранирование; F_{ms} - поправка на многократное рассеяние нейтронов в образце. Величины F и E_γ^0 вычисляются.

Блок-схема установки для измерения сечений захвата приведена на рис. 1. Нейтроны с энергией 3-90 кэВ получались в реакции $^7\text{Li}(p, n)$ на мишени импульсного ускорителя Ван-де-Граафа. Длительность нейтронных вспышек - 18 ± 22 нсек, период повторения - 243 мсек. Коллимированный нейтронный пучок падал на исследуемый образец, расположенный в центре детектора событий захвата на расстоянии 85 см от мишени. Такая пролетная база обеспечивала энергетическое разрешение $\sim 20\%$ при $E_n = 80$ кэВ. Детектор относится к классу детекторов полного поглощения и представляет собой сферу диаметром 32 см (объем - 17 л), заполненную жидким сцинтиллятором на основе гексафторбензола C_6F_6 .

Эффективность регистрации событий захвата составляет $\sim 0,34$ для одноквантовых и $\sim 0,92$ для трехквантовых переходов при полной энергии каскада 8 Мэв. Внутренний объем детектора просматривается 8-ю фотоумножителями типа ФЭУ-52. Временное разрешение детектора при отборе импульсов в амплитудном окне $2+11$ Мэв ~ 8 нсек. Малые размеры γ -детектора не только существенно понизили уровень фона детектора, но и дали возможность работать на коротких пролетных базах, т.е. продвинуться в более низкую область энергий нейтронов. Образцы разделенных изотопов в виде оксидов X_2O_3 , полученные в Госфонде, весом $15+50$ г и диаметром 40 мм, были достаточно тонкие: $\rho = (5+10) \cdot 10^{-3}$ ядро/барн, $\rho_{tot} \leq 0,20$. Для измерения фона использовались эквивалентные рассеиватели из графита. Монитором нейтронного потока служил детектор с "борной пластиной" на основе кристалла $NaI(Tl)$ 150×80 мм и образца ^{10}B , установленного на расстоянии 160 см от мишени. Эффективность регистрации нейтронов $E_n \approx 10^{-2}$ при $E_n = 80$ кэв. Временное разрешение детектора ≤ 8 нсек при амплитудной селекции в диапазоне $E_\gamma = 420+540$ кэв. Электроника эксперимента позволяла проводить одновременно: а) временной анализ событий захвата для импульсов с амплитудами $2+11$ Мэв; б) амплитудный анализ для определения доли спектра f_γ ниже порога $E_\gamma = 2$ Мэв; для выделения фона анализировались импульсы в двух временных интервалах, когда присутствуют события захвата (эффект+фон) и когда есть только фоновые события (фон); в) временной анализ сигналов нейтронного детектора. Временной анализ осуществлялся посредством преобразования временных интервалов в амплитуду импульсов с последующим

анализом, используя систему Измерительного центра ФЭИ (ИЦ). Процедура измерения сечений захвата состояла из нескольких опытов: градуировка шкалы временного и амплитудного анализатора, измерение интегральной и дифференциальной нелинейности, измерение постоянной и переменной составляющей фона (опыты без лучка, с пустым каналом, пустым контейнером и рассеивателем), измерения с образцом и стандартом. Из временных спектров событий захвата $N_{\gamma k}^E$ видно, что отношение эффект/фон достаточно высокое (≥ 1) в области $E_n > 20$ кэв и резко падает до 5-10% для $E_n < 10$ кэв, где точность получаемых данных ухудшается. Фон, связанный с чувствительностью γ -детектора к рассеянным на образце нейтронам хотя и мал (~ 60 мбарн в ед. сечения захвата при $E_n \sim 30$ кэв), но он ограничивает применение разработанной техники областью тяжелых (немагических) ядер, где нет только выделенных резонансов рассеяния. Это подтверждается экспериментами на железе, хrome и никеле.

Результаты измерений

Сечение захвата нейтронов $\sigma_{n\gamma}^k(E)$, найденное по формуле (I), имеет полную ошибку 8-15%, которая складывается из следующих компонент: ошибка в $\sigma_{n\gamma}^0(30) - 4\%$, $(\sigma_B^E / \sigma_B^{30}) - 2+3\%$, (F_B^E / F_B^{30}) и $(F_{ms}^E / F_{ms}^{30}) - 1\%$, $(E_\gamma^0)_o / (E_\gamma^0)_k - 4\%$ (ошибка связана с неопределенностью среднего числа γ -квантов на захват $\bar{\nu}$), $(F_{25}^{30})_o / (F_{25}^E)_k - 1+3\%$, $(f_\gamma^0 / f_\gamma^k) - 4\%$ (основная ошибка возникает при экстраполяции амплитудного спектра ниже порога временного дискриминатора - $E_\gamma \sim 0,8$ Мэв) и, наконец, ошибка в $[(N_{\gamma k}^E / N_{\gamma o}^{30})(N_{B o}^{30} / N_{B k}^E)] - 2+12\%$. Остальные ошибки, в том числе связанные с исправлением

на изотопные примеси, $\pm 1\%$ и уже несущественны. Таким образом ошибка измеряемого сечения состоит из принципиальной ошибки метода ($\sim 8\%$) и статистической ошибки измерений ($2+12\%$).

Надежность метода измерения $\sigma_{n\gamma}$ проверилась в опытах с Au, In, I, Ta , которые часто используются как стандарты. Имеющаяся информация по этим элементам показывает, что есть систематическое расхождение в энергетической зависимости сечений захвата между данными Фрике, Фризанхана и др. (1970, Сан-Диего, ЛЭУ, БКСД - 4000 л), которые обнаруживают наиболее медленное спадание с E_n , и данными Гиббонса и др. (1961, Ок-Ридж, Ван-де-Графф, БКСД-1000 л), которые показывают наиболее быстрое спадание с E_n . Данные Компе (1969, Карlsruэ, Ван-де-Графф, БКСД - 800 л) занимает промежуточное положение. Метод измерения и монитор нейтронного потока во всех экспериментах практически одинаковы. Наши данные повторяют энергетический ход работы Компе и совпадают с его данными для In и Au . Для Ta данные лежат на 10% ниже, тогда как для I они попадают в существующий коридор значений, но на 10% выше данных абсолютных измерений при $E_n = 24$ кэв. В низкой области энергий наши данные выходят на результаты Блока и др. (1961, Ок-Ридж, мех. селектор, БКСД-1000 л). Существующая ситуация демонстрируется для случая Ta (рис. 2). Таким образом, из сравнения наших и других данных видно, что разработанную здесь технику измерения сечений захвата можно применять к малоизученным ядрам.

В работе были исследованы изотопы Gd (154, 155, 156, 157, 158, 160), Er (166, 167, 168, 170) и Yb (171, 172, 173, 174, 176). Результаты для Gd показаны на рис. 3. Расхождения

с данными группы в Сан-Диего проявляются и здесь (^{155}Gd , ^{157}Gd). С активационными данными по изотопам $^{158}, ^{160}Gd$, ^{170}Er и ^{176}Yb имеются расхождения в пределах фактора 2, что стало уже традиционным. Сечения захвата для естественных Gd, Er, Yb , вычисленные по изотопным сечениям, систематически отличаются от данных Гиббонса более плавным энергетическим ходом. Измеренные сечения захвата указывают на статистический механизм протекания процесса (эффекты четности числа нейтронов, зависимость от энергии возбуждения составного ядра).

Анализ усредненных сечений захвата нейтронов

Статистическое описание процесса радиационного захвата позволяет связать величину среднего сечения $\sigma_{n\gamma}$ с характеристиками нейтронных резонансов: нейтронными (S_n) и радиационными (S_γ) силовыми функциями

$$\sigma_{n\gamma}(E) = \frac{2\pi^2}{k_n^2} \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{l,j} \frac{(2J+1) S_{nlj}^J(E) S_{\gamma lj}^J(E) F_{lj}^J(E)}{S_{nlj}^J(E) + \sum_{K, E_K} S_{nlj}^J(E-E_K)} \quad (2)$$

Вдесь I - спин ядра мишени; l, j - орбитальный и полный момент падающего нейтрона; J - полный спин системы; индекс K характеризует уровни ядра мишени с энергией E_K , на которые возможно неупругое рассеяние нейтронов, $F_{lj}^J(E)$ - поправка на флуктуацию нейтронных волн. Обычно нейтронные силовые функции $S_{nlj}^J(E)$ выражают через приведенные величины \bar{S}_{nlj}^0

$$S_{nlj}^J = \bar{S}_{nlj}^0 (K_E/K_{E_0}) [F_E^2(x) + G_E^2(x)]^{-1}, \quad (3)$$

где F_E и G_E - кулоновские волновые функции нейтрона, $x = k_E R$, K_E - волновое число нейтрона, R - радиус ядра, E_0 - энергия приведения ($E_0 = 1$ эв).

Радиационную силовую функцию можно представить в виде

$$S_{\gamma} = \frac{2I+1}{2(2I+1)} \left(\frac{F}{\bar{D}} \right) \quad (4)$$

где \bar{F}_{γ} - средняя радиационная ширина, \bar{D} - наблюдаемое расстояние между S-нейтронами резонансами.

В исследуемой области энергии сечения захвата чувствительны, в основном, лишь к двум параметрам: Р-нейтронной силовой функции S_1 и величине S_{γ} . Поэтому теоретический анализ сводится к нахождению именно этих величин. Поиск осуществлялся минимизацией названной суммы квадратов отклонений экспериментальных данных от теоретических, рассчитанных по формулам (2-4). Величины S_0 -экспериментальные, радиус ядра R выбирается в виде $R = 1,45 \cdot A^{1/3}$ фм. Надежность используемой техники анализа проверялась в случае ^{115}In , ^{127}I , ^{129}I . Естественно, что хорошее согласие наших данных по $\lambda_{\text{н}}$ и $\Gamma_{\text{н}}$ с работой Коппе привело к хорошему согласию параметров S_1 и S_{γ} , при этом нужно учесть возможность корреляции параметров. Из табл. I видно, что различие в энергетическом ходе сечений захвата приводит к сильному расхождению Р-силовых функций, величины \bar{D} также оказываются разные и отличаются от экспериментальных данных \bar{D} раз. Это наглядно демонстрируется на рис. 4, где приведены Р-силовые функции в области $\lambda = 150 \pm 190$. Здесь выделены две границы значений: нижняя - $S_1 \sim (0,1 \pm 0,2) \times 10^{-4}$ и верхняя $S_1 \sim 2 \times 10^{-5}$. Нижние величины подтверждаются данными Гиббонса и Блока (1969, Трой, прямые измерения). Попытки Блока (1972) объяснить темой глубокой минимум в рамках оптической модели типа Молдлауэра потребовала введения равных параметров потенциала для S- и Р-нейтронов. Кроме того, нужно отметить, что величины ($\bar{F}_{\gamma} / \bar{D}$) в работе Гиб-

Таблица I. Радиационные и Р-нейтронные силовые функции для ^{115}In , ^{127}I , ^{129}I , ^{127}I из анализа усредненных сечений захвата нейтронов

Ядра	Параметры	Данная работа	Фриме (Сан-Диего)	Компе (Карлсруэ)	Гиббонс (Окс-Ридж)	Попов В.П. (ФИАН)	Вестон (Дьюк)	Резонансные значения
^{115}In	$\bar{F}_{\gamma} / \bar{D}$	93 ± 8 -12		96 ± 12	60	57 ± 12	120	154
	S_1	$3,60 \pm 1,25$ $-0,60$	*	$3,8 \pm 0,6$	8 ± 1 -2	$4,6 \pm 0,9$ $-1,0$	$2,0 \pm 2,0$ $-0,8$	
	\bar{D} (эв)	$10,8 \pm 1,77$ $-1,42$						6,5
	\bar{F}_{γ} (эв)							0,1
^{127}I	$\bar{F}_{\gamma} / \bar{D}$	82 ± 12 -17			80	76 ± 12 -17		83
	S_1	$4,6 \pm 3,0$ $-1,5$			$3,0 \pm 1,5$	$3,6 \pm 0,6$ $-0,5$		
	\bar{D} (эв)	$15,4 \pm 3,6$ $-2,7$						15,2
	\bar{F}_{γ} (эв)							0,126
^{129}I	$\bar{F}_{\gamma} / \bar{D}$	168 ± 27	122	234 ± 29	150			142
	S_1	$0,26 \pm 24$ -18	$1,1 \pm 0,7$	$0,1 \pm 0,04$	$0,2 \pm 0,1$ $-0,2$			
	\bar{D} (эв)	$3,4 \pm 0,65$	4,35					4,0
	\bar{F}_{γ} (эв)							0,057

Продолжение табл. I

Ядра	Параметры	Данная работа	Фрикке (Сак-Диего)	Компе (Кара-оруб)	Гиббонс (Ок-Ридж)	Полов В.П. (ФИАН)	Веслок (Дьяк)	Резонансные значения
197Lu	$\bar{\Gamma}_\gamma / \bar{D}$	118 +9 -12	72,3	110 ±14	120		190	77
	S_1	0,15+0,075 -0,055	1,2±0,65	0,19±0,04	0,2±0,1 -0,2		0,33±0,3	
	\bar{D} (эв) $\bar{\Gamma}_\gamma$ (эв)	10,7+1,52 -1,35	18					16,3 0,126

Величины S_1 и $\bar{\Gamma}_\gamma / \bar{D}$ даны в ед. 10^{-4} .

бонса расходятся с резонансными значениями в ~ 4 раза. Верхняя граница значений S_1 проходит по данным Фризенхана и др. и удовлетворяет предсказаниям неферической оптической модели Бака и Пери (1962 г., Ок-Ридж). Заметим, что Фризенхан использует резонансные значения $\bar{\Gamma}_\gamma / \bar{D}$. Наши данные по p -силовым функциям (табл. 2) занимают промежуточное место между данными Гиббонса и Фризенхана. Поскольку величины $\bar{\Gamma}_\gamma / \bar{D}$ в нашей работе в ряде случаев отличаются от резонансных значения (~ 2 раза), то были проведены расчеты с фиксированными резонансными значениями $\bar{\Gamma}_\gamma / \bar{D}$. Найденные таким образом p -силовые функции оказываются довольно большими, т.е. свидетельствуют в пользу неферической оптической модели. Хотя однопараметровый поиск и не является оптимальным, но теоретические кривые $\sigma_{n\gamma}(E)$ все же не выходят из коридора $(2+3) \delta \sigma_{n\gamma}$. Если справедливы результаты двухпараметрового поиска, тогда приходится признать ограниченность традиционного статистического подхода к анализу усредненных сечений захвата нейтронов.

Из рис.4 видно, что неферическая оптическая модель, в отличие от сферического варианта, предсказывает максимум p -силовой функции в области редких земель. Для лучшего понимания поведения p -силовых функций в редкоземельной области были проведены соответствующие расчеты, используя версию метода связанных каналов, реализованную в СЭИ, которая имела ряд преимуществ перед программой Бака и Пери. За основу был взят перенормированный потенциал Джейна с 5 параметрами: $V_0 = 49$ Мэв, $W_0 = 0$, $W_5 = 10$ Мэв, $V_{50} = 7$ Мэв, $\tau_{ov} = \tau_{os} = 1,25$ фм, $a_v = a_s = 0,52$ фм. Энергия нейтронов - $E_n = 40$ кэв. Этот набор параметров хорошо

Таблица 2. Результаты анализа усредненных сечений захвата для изотопов Gd, Er, Yb.

Ядра	S_0 $\times 10^4$	S_2 $\times 10^4$	\bar{P}_Y (%)	S_1 $\times 10^4$	\bar{P}_Y / \bar{D} $\times 10^4$	\bar{D} (эб)	$\bar{D}_{рез}$ (эб)	S_1 другие работы
^{154}Gd	2,0	1,5	0,09	$1,41 \begin{smallmatrix} +1,3 \\ -0,6 \end{smallmatrix}$	$84 \begin{smallmatrix} +30 \\ -34 \end{smallmatrix}$	$10,7 \begin{smallmatrix} +4,5 \\ -4,0 \end{smallmatrix}$	$15,5 \pm 2,3$ а $8,0 \pm 1,4$ б	
^{155}Gd	2,2	1,6	0,1	$0,43 \begin{smallmatrix} +0,35 \\ -0,24 \end{smallmatrix}$ $3,14^*$	$1439 \begin{smallmatrix} +179 \\ -250 \end{smallmatrix}$	$0,695 \begin{smallmatrix} +0,14 \\ -0,11 \end{smallmatrix}$ $1,8^*$	$1,8 \pm 0,3$ а $1,99 \begin{smallmatrix} +0,17 \\ -0,15 \end{smallmatrix}$ б $1,9 \pm 0,2$ в г	$3,7 \begin{smallmatrix} +1,3 \\ -1,2 \end{smallmatrix}$ г
^{156}Gd	1,9	$1,5^*$	0,1	$0,43 \begin{smallmatrix} +0,40 \\ -0,30 \end{smallmatrix}$ $1,97^*$	$39,2 \begin{smallmatrix} +15 \\ -18 \end{smallmatrix}$	$25,5 \begin{smallmatrix} +12,0 \\ -10,0 \end{smallmatrix}$ 55^*	47 ± 4 а 59 ± 10 в	
^{157}Gd	2,2	1,6	0,1	$0,49 \begin{smallmatrix} +0,9 \\ -0,4 \end{smallmatrix}$ $3,33^*$	$369 \begin{smallmatrix} +88 \\ -200 \end{smallmatrix}$	$2,71 \begin{smallmatrix} +1,5 \\ -0,7 \end{smallmatrix}$ $6,0^*$	$5,6 \pm 0,7$ а $5,6 \begin{smallmatrix} +0,8 \\ -0,7 \end{smallmatrix}$ б $6,3 \pm 0,6$ в г	$2,1 \begin{smallmatrix} +1,4 \\ -1,2 \end{smallmatrix}$ г
^{158}Gd	1,5	1,2	0,09	$3,24 \begin{smallmatrix} +1,7 \\ -1,4 \end{smallmatrix}$	$6,2 \pm 2,0$	145 ± 50	85 ± 9 а 92 ± 15 в	
^{160}Gd	2,4	$1,5^*$	0,10	$4,2 \begin{smallmatrix} +3,5 \\ -3,0 \end{smallmatrix}$	$2,84 \pm 1,1$	352 ± 140	170 ± 21 а б 300 ± 65 в	

Продолжение табл. 9

Ядра	S_0	S_2	\bar{P}_Y	S_1	\bar{P}_Y / \bar{D}	\bar{D}	$\bar{D}_{рез}$ прямые измерения	S_1 другие работы
^{166}Er	1,7	1,3	0,087	$0,33 \begin{smallmatrix} +0,47 \\ -0,23 \end{smallmatrix}$ $1,06^*$	$38,8 \begin{smallmatrix} +13 \\ -20 \end{smallmatrix}$	$22,4 \begin{smallmatrix} +12 \\ -8 \end{smallmatrix}$ 40^*	$37,6$ д 49 ± 7 в 52 ± 7 а	0,75 д
^{167}Er	1,9	1,5	0,09	$0,59 \begin{smallmatrix} +0,32 \\ -0,20 \end{smallmatrix}$ $1,9^*$	$370 \begin{smallmatrix} +80 \\ -110 \end{smallmatrix}$	$2,43 \begin{smallmatrix} +0,76 \\ -0,58 \end{smallmatrix}$ $4,0^*$	$3,97$ д $3,7 \pm 0,4$ в $4,6 \pm 0,7$ а	
^{168}Er	1,5	1,2	0,9	$1,66 \begin{smallmatrix} +1,8 \\ -1,1 \end{smallmatrix}$ $0,5^*$	$5,39 \pm 2,2$	167 ± 70 100^*	$33,6$ д 125 ± 19 в 110 ± 16 а	$0,7 \pm 0,2$ д
^{170}Er	1,1	1,2	0,08	$1,75 \begin{smallmatrix} +2,0 \\ -1,0 \end{smallmatrix}$	$2,47 \pm 1,0$	324 ± 140	149 д 170 ± 24 а	$0,8 \pm 0,25$ д
^{171}Yb	1,9	1,5	0,0765	$0,975 \begin{smallmatrix} +0,28 \\ -0,22 \end{smallmatrix}$ $2,9^*$	$236 \begin{smallmatrix} +22 \\ -27 \end{smallmatrix}$	$3,24 \begin{smallmatrix} +0,49 \\ -0,44 \end{smallmatrix}$ $6,0^*$	$5,3 \pm 1,3$ а $5,79 \pm 0,48$ б $6,5 \pm 0,8$ в д	
^{172}Yb	1,6	1,4	0,0723	$0,17 \begin{smallmatrix} +0,20 \\ -0,10 \end{smallmatrix}$ $1,01^*$	$30 \begin{smallmatrix} +7 \\ -12 \end{smallmatrix}$	$24,1 \begin{smallmatrix} +10 \\ -6 \end{smallmatrix}$ 70^*	$61,6 \pm 9,7$ в $70,3 \pm 2,6$ д	

Ядра	S_0	S_2	Γ_γ	S_4	\bar{r}_γ / \bar{D}	\bar{D}	$\bar{D}_{рез}$ прямые измерения	Другие работы
^{173}Yb	1,6	1,2	0,0738 A	0,5 $\begin{smallmatrix} +0,40 \\ -0,20 \end{smallmatrix}$ 2,17 $\pm 0,60$	160 $\begin{smallmatrix} +33 \\ -38 \end{smallmatrix}$ 88,3 $\pm 12,7$	4,63 $\begin{smallmatrix} +1,2 \\ -0,95 \end{smallmatrix}$ 8,38 $\pm 1,47$	8,5 $\pm 1,5$ а 8,4 $\pm 1,0$ в	7,81 $\pm 0,93$ A
^{174}Yb	1,6	1,3	0,070	1,45 $\begin{smallmatrix} +1,2 \\ -0,8 \end{smallmatrix}$ 0,62*	3,2 $\pm 0,86$	219 ± 63 166*	162 ± 18 A	
^{176}Yb	2,0	1,5	0,060	3,5 $\begin{smallmatrix} +3,5 \\ -3,0 \end{smallmatrix}$	1,36 $\begin{smallmatrix} +0,47 \\ -0,4 \end{smallmatrix}$	440 $\begin{smallmatrix} +136 \\ -160 \end{smallmatrix}$	284 ± 53 в 185 ± 19 A	

* - однопараметровый поиск ($\bar{D} = \bar{D}_{рез}$)

в - данные ОИЯИ, б - ИЯИ АН УССР, в - Брукхаузен, г - Сан-Диего, д - Колумбийский ун-т.

описывает экспериментальные данные по S -силовым функциям и эффективным радиусам рассеяния R' для исследуемых ядер.

S -силовые функции для нечетных ядер оказываются заметно больше по сравнению с четно-четными ядрами, как следствие более низко расположенных ротационных уровней. Наши результаты (рис.4) подтверждает осуществление максимума P -силовой функции в области редких земель, хотя и заметно отличается от расчетов Бака и Перя. Сделать выбор между различными вариантами оптической модели, учитывая имеющиеся неопределенности в P -силовых функциях, пока нельзя.

S - процесс нуклеосинтеза

Среди различных моделей нуклеосинтеза особое место занимают S - и γ -процессы, которые ответственны за образование тяжелых элементов ($A \geq 60$) в реакциях нейтронного захвата. S -процесс интересен тем, что в нем участвуют стабильные ядра, распространенность которых определяется их сечениями захвата. Место действия S -процесса относят на стадии красных гигантов с температурой среды $T_8 \sim 3$ или тепловой энергией нейтронов $E_n \sim 25+30$ кэВ. В пользу S -процесса говорит наблюдаемая корреляция между сечениями захвата при $E_n \sim 25$ кэВ и распространенностью ядер N_S , в основном, экранированных от γ -процесса (рис.5). Величины $f_A = \sigma_{\gamma} N_S$ описываются плавной функцией атомного веса A , что может быть понято в простой модели медленного ($\lambda_n \ll \lambda_p$) выгорания ядер ^{56}Fe при нейтронном облучении (У.Фаулер, 1961 г.). Тогда задача сводится к решению зацепленных обыкновенных дифференциальных уравнений I порядка относительно функций $\psi(A, \tau) = \sigma_A \cdot N_S(A, \tau)$, где τ - интег-

ральная доза облучения $\tau = \int \phi_n dt$. Эта задача была смоделирована на аналоговой вычислительной машине, для чего была сделана оценка сечений захвата почти всех стабильных ядер от Fe до Bi при $E_n = 25$ кэв. Полученные данные еще раз продемонстрировали, что наблюдаемая корреляция $f(A)$ есть результат суперпозиции различных доз облучения, т.е.

$$f(A) = \int \psi(A, \tau) W(\tau) d\tau \quad (5)$$

Ранее рассматривались функции распределения $W(\tau)$ вида $G \cdot \exp(-\tau/\tau_0)$ и $G \tau^{-n}$. Здесь предлагается функция типа

$$W(\tau) = G_1 \exp(-\tau/\tau_1) + G_2 \exp(-\tau/\tau_2),$$

которая может указывать на две стадии нуклеосинтеза.

Для оценки среднего нейтронного потока $\bar{\phi}_n$ и средней длительности процесса \bar{t}_0 были проанализированы ветвления на пути S-процесса на ядрах ^{79}Se , ^{151}Sm и ^{152}Eu , ^{113}Cd . Особое внимание уделено возбуждению изомерных уровней и сделаны оценки изомерных отношений для ряда ядер по статистической теории каскадного испарения. Анализ показал, что $\bar{\phi}_n \sim 10^{15}$ нейтр/см² сек, $\bar{t}_0 \sim 3 \cdot 10^4$ лет. В работе также обсуждается проблема определения эффективной температуры процесса по ядрам ^{186}Os и ^{187}Os . Показано, что тепловое возбуждение уровней и хронологические эффекты существенно искажают картину, но основные выводы модели S-процесса сохраняются. Естественно, что модели нуклеосинтеза, несмотря на видимые успехи, еще далеки от совершенства.

В заключение кратко сформулируем основные результаты работы.

1. Разработана техника измерения сечений захвата нейтронов по мгновенным γ -лучам на импульсном ускорителе ФЭИ.
 2. Измерены сечения захвата нейтронов с энергией 5-80 кэв для Ir , I , Ta , Au и 15-ти изотопов Gd , Er и Yb . Для большинства ядер данные получены впервые.
 3. Из анализа сечений захвата получена новая информация о p -нейтронных и радиационных силовых функциях.
 4. Проведены расчеты S- и p -нейтронных силовых функций методом связанных каналов. Отмечается, что экспериментальные p -силовые функции лучше удовлетворяют предсказаниям не-сферической оптической модели, хотя имеющиеся расхождения могут указывать и на ограниченность общепринятого статистического описания усредненных сечений захвата нейтронов.
 5. Исследованы детали S-процесса нуклеосинтеза (распределение доз облучения, длительность и величина нейтронного потока, эффективная энергия нейтронов).
- Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-8].

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Шорин, В. П. Кононов, Е. Д. Полетаев. Ядерная физика, 19, 5, 1974.
2. В. Н. Кононов, А. А. Метлев, Е. Д. Полетаев, В. С. Шорин. Нейтронная физика. Труды 2-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Обнинск, ч. 2, стр. 206, 1974.
3. В. С. Шорин, С. П. Капчигашев, В. Е. Колесов. Ядерная физика, 6, 769, 1967.
4. В. С. Шорин, В. М. Грибунин, В. Н. Кононов, И. И. Сидорова. Астрофизика, 7, 489, 1971.
5. А. В. Игнатюк, В. П. Лунев, В. С. Шорин. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, М., ЦНИАтоминформ, вып. 13, стр. 68, 1974. Ядерно-физические исследования в СССР, Атомиздат, 15, 7, 1973.
6. В. С. Шорин. Препринт ФЭИ-288, 1971.
7. В. С. Шорин. Препринт ФЭИ-342, 1972.
8. В. С. Шорин, В. Н. Кононов, Е. Д. Полетаев. Ядерная физика, 20, №5, 1974.

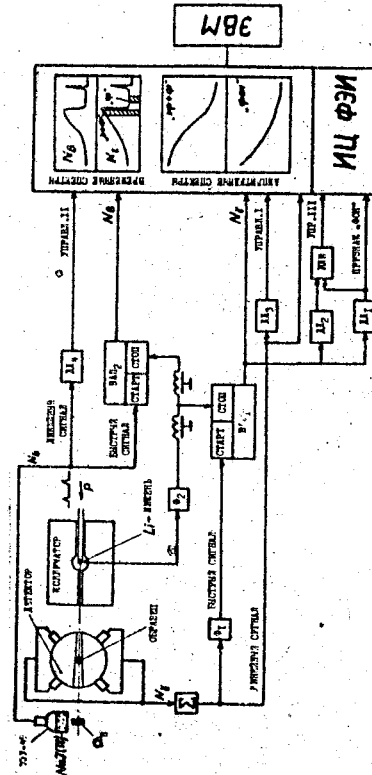


Рис. 1. Блок-схема установок для измерения сечений захвата. Р-протонный пучок, Σ -линейное суммирующее устройство, Φ -формирователь, ВАУ-время-амплитудный преобразователь, ДД-дифференциальный дискриминатор, "эф.ф."-"эффект-фон".

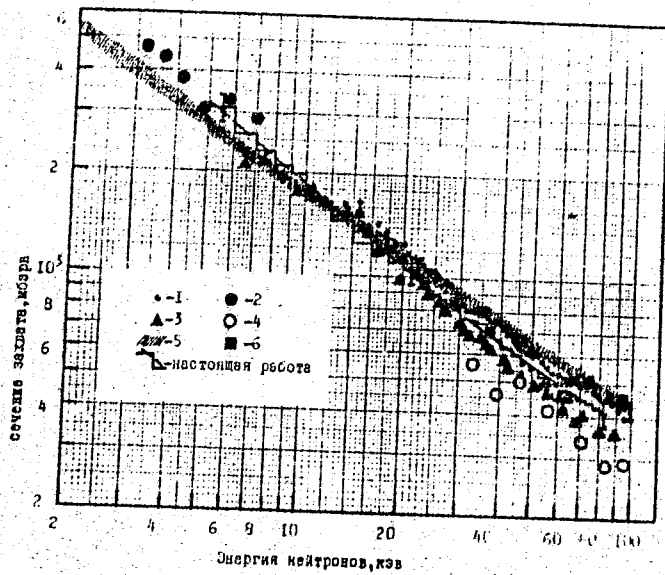


Рис. 2. Сечения захвата нейтронов для тантала.
 1-Компе, 2-Блок и др., 3-Гиббонс и др., 4-Кононов и др. (ФЭИ, 1966), 5-Фрике и др., 6-Бжезка и др. (Варшава, 1969).

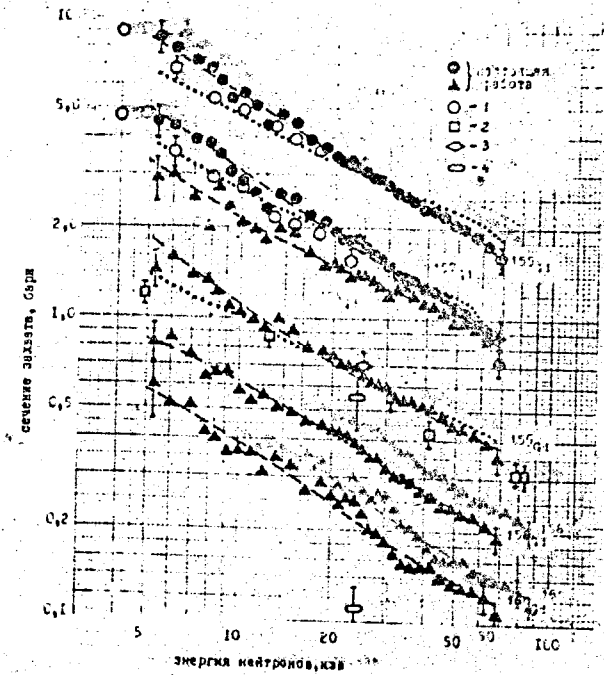


Рис. 3. Сечения захвата нейтронов для изотопов Gd.
 1-Фризенхан и др., 2-Ступегин и др. (^{158}Gd , Аргон, 1968),
 3-Макклин и др. (^{158}Gd , Ок-Ридж, 1954), 4-Чаубей (^{158}Gd и
 ^{160}Gd , Алигарх, 1966). Теоретические расчеты: --- оптимальный
 выбор параметров (S_1, S_2, S_3); расчет при $\bar{D} = \bar{D}_{рез}$.

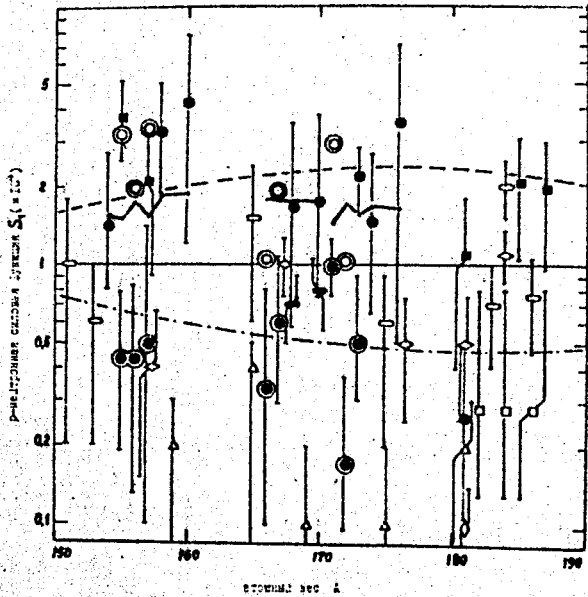


Рис.4. ρ -нейтронные силовые функции для деформированных ядер. \circ -Сег (Дьяк, 1964), \square -Блок и др., Δ -Гиббонс, \diamond -Компе, \blacksquare -Фризенхан, \diamond -Конкс и др. (ФИАН, 1965-1968), \bullet -Рейнуоттер и др. (Колумб. ун-т, 1972). Настоящая работа: \bullet -оптимальные параметры, согласно \bar{D} и \bar{D} рез, \circ -оптимальные параметры, расхождение \bar{D} и \bar{D} рез, \odot -однопараметровый поиск, $\bar{D} = \bar{D}$ рез. - - - расчеты Бака и Перя, - · - · - сферическая оптическая модель, поверхностное поглощение, — метод связанных каналов, данная работа.

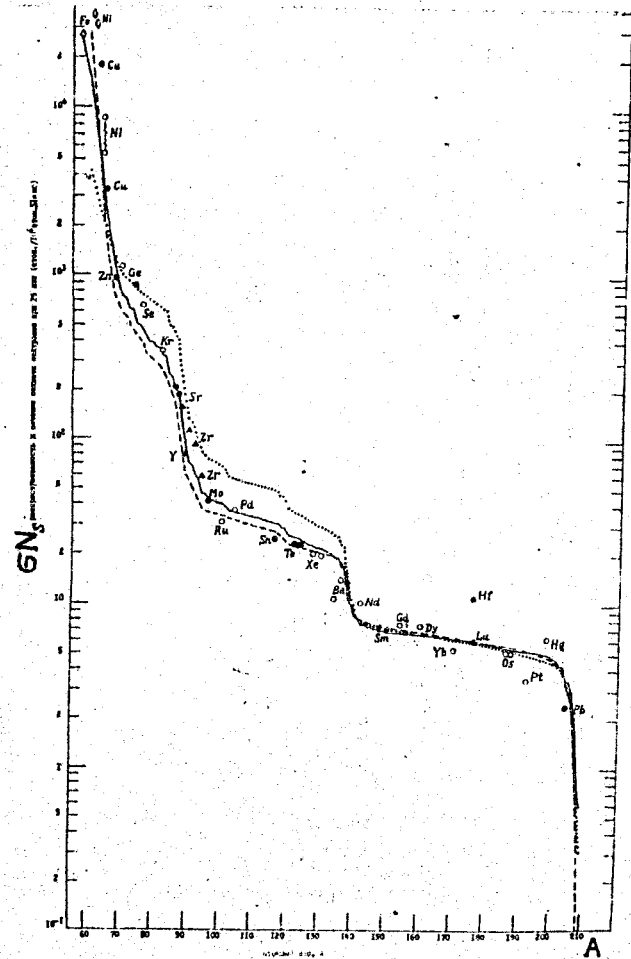


Рис.5. Величины σ_{N_s} для солнечной системы. \bullet, \circ - S -ядра, экспериментальные и оцененные σ_{N_s} ; \blacktriangle - экспериментальные σ_{N_s} , исправлено на γ -процесс; \diamond - преобладание e -процесса. Расчеты: $\cdots W(\tau) = 1,14 \cdot 10^4 \exp(-\tau/0,17)$; - - $W(\tau) = 24 \cdot \tau^{3,2}, \tau_{max} = 1,35$; — $W(\tau) = 2300 \exp(-\tau/0,22) + 1,6 \cdot 10^5 \exp(-\tau/0,059)$.