

МИНИСТЕРСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

INDC(CCP)-349/G

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

**Ядерные константы**

ВЫПУСК

1

1992

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.Казачковский

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б.Д.Кузьминов

С.С.Коваленко, В.Е.Колесов, В.Н.Манохин, Г.В.Мурадян, Ю.П.Попов,  
Г.Н.Смиренкин, В.А.Толстикова, Г.Я.Труханов, Г.Б.Яньков, В.П.Ярына

### КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф.Е.Чукреев

В.В.Варламов, Б.Я.Гужовский, П.П.Дмитриев, В.В.Ежела, Б.В.Журавлев,  
Р.Б.Иванов, Б.С.Ишханов, В.М.Кулаков, В.Е.Сторишко, Н.П.Чижова

### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Н.Николаев

А.П.Васильев, А.А.Дубинин, В.А.Дулин, С.М.Зарицкий, А.В.Звонарев,  
В.Д.Казарицкий, А.Н.Камышан, В.Д.Марковский, Б.Г.Рязанов,  
В.П.Семенов, Л.А.Трыков, В.В.Хромов, А.М.Цибуля, М.С.Юдквич

Ответственный секретарь В.В.Возяков

МИНИСТЕРСТВО ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ  
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 1

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Москва

Издается с 1971 г

1992 г

## СОДЕРЖАНИЕ

Рефераты работ по ядерным данным, выполненных во Всесоюзном научно-исследовательском институте экспериментальной физики, Арзамас . . . . .	4-12
Фомушкин Э Ф , Виноградов Ю.И , Гаврилов В.В., Новоселов Г.Ф., Швецов А.М. Исследование характеристик полных сечений в области неразрешенных резонансов . . .	4
Фомушкин Э Ф., Новоселов Г Ф., Гаврилов В.В., Виноградов Ю.И. Измерение сечений деления высокоактивных изотопов с использованием ядерного взрыва, как импульсного источника нейтронов . . . . .	5
Холлов Ю.А., Иванов И.А., Виноградов Ю.И., Иньков В.И., Данилин Л.Д., Панин В И., Польшов В.Н. Измерение энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов при делении U-235, Am-241, Am-243 и Cm-245 нейтронами с энергией 0,5-10 МэВ . . . . .	6
Савин М В , Дудоров М С., Иньков В И., Сараева М.К., Чиркин В.А. Выход и энергетическое распределение фотонейтронов из легких, средних и тяжелых ядер .	7
Савин М.В., Лудин В.Н , Ливке А.В., Дудоров М.С., Чиркин В.А. Полные сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами изотопов бериллия, бора и свинца . . . . .	7
Савин М.В., Ливке А.В., Дудоров М.С., Чиркин В.А., Леплявкина М.М., Ситников Н П. Сечения образования гамма-квантов при неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами кремния . . . . .	8
Васильев Ю А , Васильева Н К , Копалкин Н.В Измерение на $4\pi$ -спектрометре методом времени пролета дифференциальных по углу спектров нейтронов, образующихся при взаимодействии 14,5 МэВ нейтронов с ядрами лития .	8

Васильев Ю.А., Васильева Н.К., Ронжин А.Б. Расчеты распределений во времени нейтронов, рассеянных на сферическом слое сцинтилляторов 4л-спектрометра нейтронов по времени пролета . . . . .	9
Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я., Камская Е.В., Протопопов В.Н., Руднев В.С., Трусилло С.В., Чулков В.В. Измерение сечений взаимодействия ускоренных ионов изотопов водорода с легкими ядрами . . . . .	10
Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Звенигородский А.Г. Сечение взаимодействия ядер изотопов водорода и гелия с легкими ядрами $Z \leq 5$ . . . . .	11
Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М. Теоретическое исследование пороговых уровней ядра $^{10}\text{Be}$ при энергиях возбуждения 17-23 МэВ . . . . .	11
Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дунаева С.А. Расчет скоростей основных термоядерных реакций . . . . .	12
Рефераты работ по ядерным данным, выполненных в Радиовом институте им.В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург . . . . .	12-25
Немилов Ю.А., Крамаровский Я.М. Победоносцев Л.А. Исследование неупругого рассеяния нейтронов на изотопах циркония с возбуждением индивидуальных уровней . . . . .	12
Фомичев А.В., Донец А.Ю., Лаптев А.Б., Щербаков О.А., Петров Г.А. Измерение отношений сечений деления в диапазоне энергий нейтронов 0,7-45 МэВ . . . . .	13
Чечев В.П., Гейдельман А.М., Егоров А.Г., Егоров Ю.С., Недовесов В.Г., Шукин Г.Е. Измерение и оценка данных распада радионуклидов $^{145}\text{Sm}$ и $^{153}\text{Gd}$ . . . . .	14
Горшков И.Ю., Дмитриев В.Д., Осетров О.И., Смирнов А.Н., Тюрин Г.П., Хлебников С.В., Эйсмонт В.П., Батий В.Г., Головня В.Я., Савчук О.Г. Методика измерения сечений фотоделения спонтанно делящихся нуклидов в импульсных потоках тормозных гамма-квантов . . . . .	15
Батенков О.И., Блинов М.В., Блинов А.Б., Кривохатский А.С., Александров Б.М. Измерения спектра нейтронов спонтанного деления $^{248}\text{Cm}$ . . . . .	16
Душин В.Н., Калинин В.А., Шпаков В.И. Оценка сечения деления $\text{Np-237}$ нейтронами в диапазоне энергий 20 кэВ-20 МэВ . . . . .	17
Драпчинский Л.В., Косточкин О.И., Тренкин В.А. Измерения выходов трития при делении ядер нейтронами . . . . .	18
Воробьев И.Б., Дмитриев В.Д., Макарова Т.П., Николаев В.А., Осетров О.И., Хлебников С.В., В.Г.Батий, В.Я.Головня, Е.В.Шептуленко Измерение сечений фотоделения $^{248}\text{Cm}$ в области гигантского резонанса . . . . .	19
Трофимов Ю.Н. Изотоническая систематика сечений реакции (n,p) при энергии 14,5 МэВ . . . . .	20
Киреев А.В., Рыжов И.В., Тутин Г.А., Эйсмонт В.П. Выходы характеристического рентгеновского излучения при взаимодействии протонов 10-84 МэВ с тяжелыми элементами . . . . .	20

Смирнов А.Н., Горшков И.Ю., Прокофьев А.В., Эйсмонт В.П. Измерение относительного сечения деления $^{232}\text{Th}$ , $^{233}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{237}\text{Np}$ и $^{239}\text{Pu}$ протонами в диапазоне энергий от 25 до 70 МэВ . . . . .	22
Филатенков А.А., Чуваев С.В., Саидгареев В.М. Измерение функций возбуждения реакции ( $n, n'\gamma$ ) на ядрах тория-232 и урана-238 . . . . .	23
Бойков Г.С., Дмитриев В.Д. Измерения спектров нейтронов при делении $^{232}\text{Th}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ и $^{237}\text{Np}$ под действием нейтронов с энергией 2,9 и 14,7 МэВ . . . . .	24
Блинов М.В., Филатенков А.А., Ширяев Б.М., Чуваев С.В. Измерение сечений реакции $^{109}\text{Ag}(n, 2n)^{108m}\text{Ag}$ , $^{151}\text{Eu}(n, 2n)^{150}\text{Eu}$ и $^{153}\text{Eu}(n, 2n)^{152}\text{Eu}$ при энергии нейтронов 14 МэВ . . . . .	25
* * *	
Клочкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н. Исследование ядерных реакций ( $n, p$ ) и ( $n, n'p$ ) на $^{27}\text{Al}$ , $^{28}\text{Si}$ , $^{50}\text{Cr}$ , $^{54}\text{Fe}$ , $^{56}\text{Fe}$ , $^{58}\text{Ni}$ , $\text{Ni}$ при энергии нейтронов 14,1 МэВ . . . . .	27
Крамаровский Я.М., Победоносцев Л.А. Неупругое рассеяние нейтронов на изотопах циркония с возбуждением индивидуальных уровней . . . . .	37
Давлетшин А.Н., Теплов Е.В., Типунков А.О., Толстикова В.А., Корж И.А., Овдиенко В.Д., Правдивый Н.М., Скляр Н.Т., Мищенко В.А. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами $^{232}\text{Th}$ и $^{197}\text{Au}$ в интервале энергий 0,8-2,5 МэВ . . . . .	41
Девкин Б.В., Деменков В.Г., Кобозев М.Г., Лычагин А.А., Симаков С.П., Талалаев В.А., Борисов А.А., Загрядский В.А., Чувильин Д.Ю. Спектры нейтронов утечки из Al, Ni, Ti - сфер с 14 МэВ источником нейтронов . . . . .	48
Бойцов А.А., Григорьев Е.И., Трошин В.С., Ярына В.П. Измерения и оценка среднего сечения реакции $^{89}\text{Y}(n, 2n)^{88}\text{Y}$ для нейтронов деления $^{235}\text{U}$ . . . . .	55
Грудзевич О.Т., Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А. Расчет сечений образования долгоживущих радиоактивных изотопов при облучении конструкционных материалов нейтронами с энергией выше 20 МэВ . . . . .	57
Игнатьев С.В., Манохин В.Н., Сергачев А.И. Состояние данных по запаздывающим нейтронам для проблемы трансмутации актинидов . . . . .	65
Хомяков Ю.С., Николаев М.Н., Долгов Е.В., Цибуля А.М. Оценка спектров мгновенных нейтронов деления для применения в инженерных расчетах . . . . .	70
Маслов В.М. Оценка нейтронных данных для $^{231, 232, 233}\text{Pa}$ . . . . .	80

## НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Согласно решению Комиссии по Ядерным Данным Министерства по атомной энергии Российской Федерации публикуются рефераты и аннотации выполняемых и планируемых работ в НИИ министерства. В этом номере представлены Радиевый институт, Санкт-Петербург и Научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас.

УДК 539.172

### ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

*Э.Ф. Фомушкин, Ю.И. Виноградов, В.В. Гаврилов, Г.Ф. Новоселов, А.М. Шецов*  
*Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас*

INVESTIGATION OF TOTAL NEUTRON CROSS SECTION CHARACTERS IN RESOLVED RESONANCE REGION. The fast neutron transmission measurements of thick layers of various materials (Fe, Al, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, N, Pb) are carried out on linac LU-50 using accelerator uranium target as neutron source.

Section fission chamber with 10 g <sup>235</sup>U was detector. Flight path equal 52,182±0,045 m, total resolution time is 18 ns. Neutron energy range is 0,15-15 MeV, CAMAC electronics was used in measurements. Total neutron cross section density is representation by means of Gram-Charlier series.

На линейном ускорителе электронов ЛУ-50 ведутся измерения прохождения быстрых нейтронов через слои различных материалов. Источником нейтронов является урановая мишень ускорителя, в качестве детектора используется секционированная камера деления, содержащая 10 г урана-235. Камера располагается на пролетном расстоянии  $L=52,182\pm 0,045$  м, исследуемый образец на расстоянии 25 м. Длительность нейтронного импульса 10-13 нс, полное разрешающее время 18 нс. Электронной аппаратурой в стандарте САМАС регистрируются времяпролетные спектры нейтронов, контролируются составляющие фона и амплитудные спектры осколков деления для каждой секции ионизационной камеры. Вся процедура измерений, включая периодические перемещения образца, выполняется в автоматическом режиме. Измерения пропускания  $T$  проводятся для 7-10 значений толщины  $t$ , результаты представляются в виде таблиц  $T(t, \Delta E_i)$  для 35-40 энергетических интервалов  $\Delta E_i$  в диапазоне энергии нейтронов 0,15-15 МэВ. Измерения проведены для железа, алюминия, свинца, азота, окиси-двуокиси алюминия.

Показано [1], что функцию пропускания  $T(t)$  для интервала энергии нейтронов  $\Delta E$  можно представить как преобразование Лапласа от плотности вероятности полного сечения  $p(\sigma)$  в данном энергетическом интервале; при этом толщина образца  $t$  является параметром преобразования. Поскольку преобразование Лапласа можно интерпретировать как производящую функцию моментов, разложение наблюдаемого сечения  $S(t)=-\ln T(t)/t$  в знакпеременный степенной ряд позволяет определить семиинварианты (моменты) функции плотности вероятности  $p(\sigma)$ . На основании четырех параметров: среднего значения сечения, дисперсии, коэффициентов скоса (асимметрии) и эксцесса можно восстановить функцию  $p(\sigma)$ , как один из типов распределения Пирсона [2]. Построен алгоритм оценки семиинвариантов функции  $p(\sigma)$  и их погрешностей по результатам измерений кривой пропускания; функция плотности вероятности представляется в виде ряда Грамма-Шарлье.

Сравнение значений семиинвариантов, полученных в измерениях, с результатами оценок на основании опубликованных данных позволяет получить дополнительную информацию об особенностях полного сечения исследуемого нуклида, оценить степень выявленности резонансной структуры.

1. Фомушкин Э.Ф. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1990. Вып. 1. С.22.
2. Кендалл М.Дж., Стюарт А. Теория распределений. М.: Наука. 1966.

УДК 539.173

**ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ВЫСОКОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА  
КАК ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ**

*Э.Ф. Фомушкин, Г.Ф. Новоселов, В.В. Гаврилов, Ю.И. Виноградов*

*Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас*

MEASUREMENTS OF HIGH RADIOACTIVE ISOTOPE FISSION CROSS SECTION USING NUCLEAR EXPLOSIONS AS PULSED NEUTRON SOURCE. Fission cross sections of curium isotopes ( $A=243-248$ ) were measured using sufficiently separated group neutrons with average energy 14,1 MeV which born by nuclear explosion. Also for  $^{243}\text{Cm}$  measurement was made in energy range 0,08-3,5 MeV using fast nuclear reactor as neutron source.

Проведены повторные измерения сечения деления кюрия-243. Как обычно, осколки деления регистрировались диэлектрическими трековыми детекторами (поликарбонатной пленкой), развертка по времени пролета осуществлялась с помощью электромеханической установки. В измерениях использовался тот же слой кюрия-243, что в предыдущем опыте. На нейтронах ядерного взрыва измеряется только относительный ход энергетической зависимости сечения деления исследуемого изотопа. Нормировка кривой сечения проводится на основании результатов измерения эффективного сечения деления нейтронами быстрого импульсного реактора из урана-235 (90% обогащения).

Сечение измерено в диапазоне энергии нейтронов 0,083-3,5 МэВ, этот диапазон разбит на 10 интервалов. Полученные данные усреднены с результатами предыдущих измерений, что позволило уменьшить статистическую погрешность сечения в интервалах до 2,6-4,6% ( $P=0,68$ ). Систематическая погрешность - 3,1% обусловлена измерениями на быстром реакторе. Полученные данные опубликованы [1].

По результатам измерений прошлых лет определены сечения деления шести изотопов кюрия нейтронами из реакции  $T(d,n)$  со средней энергией 14,1 МэВ. Спектр нейтронов ядерного взрыва в некоторых случаях содержит эту группу нейтронов, причем она, как правило, достаточно хорошо отделена от прогаженного спектра нейтронов с меньшими энергиями. Это обстоятельство позволяет осуществить оценку сечения деления исследуемого изотопа квазимонохроматическими нейтронами со средней энергией 14,1 МэВ, хотя используемая аппаратура в этой области энергий не позволяет осуществлять спектрометрический анализ. Результаты оценки приведены в таблице, они докладывались на VI Международной школе по нейтронной физике (8-18 октября 1990 г., Алушта).

Изотоп	Кюрий-243	Кюрий-244	Кюрий-245	Кюрий-246	Кюрий-247	Кюрий-248
$E_n$ (МэВ)	14,8	14,1	14,1	14,1	14,1	14,1
$\sigma_f$ (б)	$2,98 \pm 0,105$	$2,93 \pm 0,20$	$2,75 \pm 0,17$	$2,73 \pm 0,19$	$2,48 \pm 0,18$	$2,26 \pm 0,17$

Результат для кюрия-243 получен в измерениях на ускорительной трубке, в пределах ошибок он согласуется с данными, полученными на взрыве.

1. Фомушкин Э.Ф. Виноградов Ю.И., Гаврилов В.В., Новоселов Г.Ф. // Атомная энергия. 1990 Т.69. С.258.

УДК 539.173

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  
ПРИ ДЕЛЕНИИ U-235, Am-241, Am-243 и Cm-245  
НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,5-10 МэВ

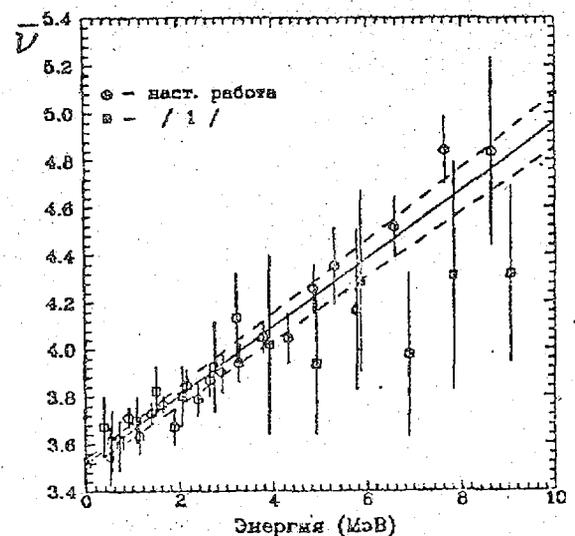
Ю.А.Хохлов, И.А.Иванин, Ю.И.Виноградов, В.И.Иньков, Л.Д.Данилин,  
В.И.Панин, В.Н.Польнов

Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас

THE MEASUREMENTS OF ENERGY DEPENDENCE OF AVERAGE FISSION PROMPT NEUTRON NUMBER FOR  $^{235}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Am}$  AND  $^{245}\text{Cm}$  AT NEUTRON ENERGY 0,5-10 MeV. The measurements were made on linac VNIIEF by TOF-method. Flight path is 28,5 m. The fission events were recorded by plane-parallel avalanche fission-fragment detector. The fission neutrons were recorded by big liquid scintillation detector with Gd. The  $^{235}\text{U}$  data are coinciding with evaluation data from papers of Manero and Konshin in experimental limits. The  $^{241}\text{Am}$  and  $^{243}\text{Am}$  data were described by means of dependences  $\bar{\nu}_p=3,05+0,139 E_n$  and  $\bar{\nu}_p=3,20+0,154 E_n$  accordingly. For  $^{245}\text{Cm}$  this dependence is  $\bar{\nu}_p=3,52+0,146 E_n$  in energy range 0,7-10 MeV. This result for  $^{245}\text{Cm}$  is distinguished from one in paper R.E.Howe et al. NP, A407, 1983, p.193-207.

Измерения проведены на пучке нейтронов из урановой мишени с водяным охлаждением линейного ускорителя электронов ВНИИЭФ по методу времени-пролета на пролетной базе 28,5 м. Акты деления регистрировали плоскопараллельным лавинным детектором осколков, нейтроны деления - большим жидкостным сцинтилляционным детектором (БЖСД), содержащим гадолиний. Измерение энергетической зависимости  $\bar{\nu}_p$  и определение эффективности регистрации БЖСД (относительно  $\bar{\nu}_p=3,756$  Cf-252) проводили одновременно. Данные для U-235 совпадают в пределах ошибок эксперимента с оцененными значениями  $\bar{\nu}_p$  из работы Манеро и Коньшина (1972). Данные для Am-241, Am-243 и Cm-245 описываются зависимостями  $\bar{\nu}_p=3,05+0,139 E_n$ ,  $\bar{\nu}_p=3,20+0,154 E_n$  и  $\bar{\nu}_p=3,52+0,146 E_n$  соответственно, что существенно отличается от аномально малого наклона  $\bar{\nu}_p$  из работы R.E.Howe et al NP, A407, 1983, p.193-207.

$E_n$	$\bar{\nu}_p$	$\Delta\bar{\nu}_p$
0,5033	3,5495	0,1264
0,6974	3,6262	0,0744
0,8992	3,7131	0,0420
1,1289	3,6353	0,0793
1,3798	3,7303	0,0457
1,6303	3,7660	0,0343
1,8845	3,6731	0,0745
2,1356	3,8460	0,0655
2,3879	3,7880	0,0701
2,6346	3,8696	0,0651
2,8948	3,9026	0,0854
3,2584	3,9403	0,0790
3,7688	4,0505	0,0683
4,3050	4,0468	0,1063
4,8420	4,2587	0,1014
5,2944	4,3549	0,1607
5,7708	4,1651	0,3407
6,5643	4,5179	0,1285
7,6287	4,8412	0,1410
8,6406	4,8377	0,3956



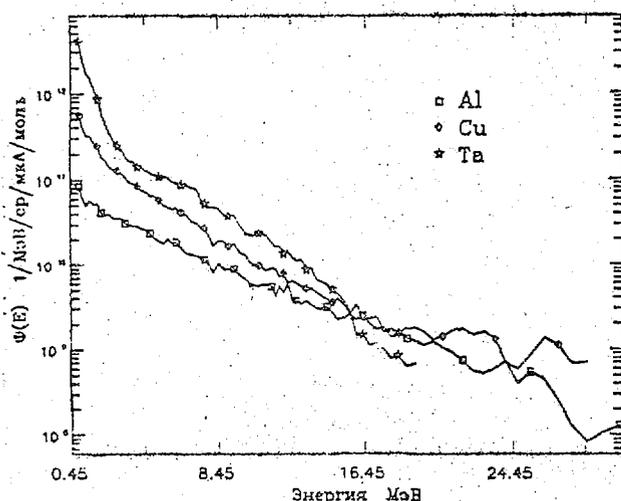
УДК 539.172

### ВЫХОД И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОНЕЙТРОНОВ ИЗ ЛЕГКИХ, СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

М.В.Савин, М.С.Дудоров, В.И.Иньков, М.К.Сараева, В.А.Чиркин

Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас

YIELD AND ENERGY DISTRIBUTION OF PHOTONEUTRON FROM LIGHT, MIDDLE AND HEAVY NUCLEI. The photoneutron spectra and yields were measured by means of TOF method on linac LU-50 from samples of C, B, Al, Fe, B<sub>4</sub>C, Ni, Cu, Ta, Pb, <sup>238</sup>U at energy 0,8-30 MeV. The neutrons recorded by scintillation detector at 90 degree relative beam bremsstrahlung. The path "detector-sample" was 55 m.



С помощью метода времени пролета с разрешением 0,2 нс/м на линейном ускорителе электронов ЛУ-50 проведены измерения спектров и абсолютных выходов фотонейтронов с энергией 0,8-30 МэВ из образцов С, В, Al, Fe, В<sub>4</sub>С, Ni, Cu, Та, РЬ и U-238, образующихся под действием тормозного излучения электронов с энергией E<sub>e</sub>=50 МэВ. Образцы небольших размеров (вес 40-150 г) устанавливались в коллимированный поток тормозного излучения, интенсивность и спектральное распределение которого были измерены в дополнительном опыте. Нейтроны регистрировались под углом 90° к направлению тормозного излучения сцинтилляционным детектором, расположенным на расстоянии 55 м от образца.

Для тантала и свинца проведены расчеты по статистической модели распада составного ядра с учетом предравновесных процессов. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными в области 0,8-20 МэВ при доле предравновесных нейтронов в общем спектре, равной 0,2 и 0,25 соответственно для Та и РЬ. В расчетах использованы известные величины параметров плотности уровней "а". Из результатов анализа данных можно сделать вывод, что распад составного ядра происходит, в основном, статистически, без заметной примеси дипольных каналов.

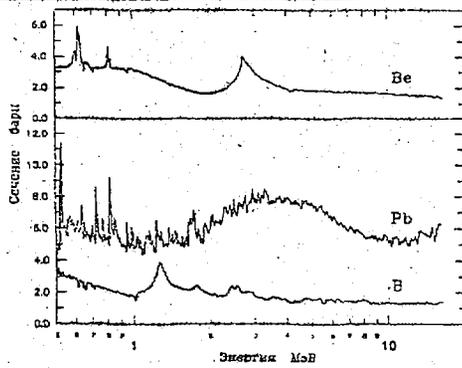
УДК 539.172

### ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ИЗОТОПОВ БЕРИЛЛИЯ, БОРА И СВИНЦА

М.В.Савин, Б.Н.Лудин, А.В.Ливке, М.С.Дудоров, В.А.Чиркин

Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас

THE TOTAL FAST NEUTRON CROSS SECTIONS AT INTERACTION WITH Be, B AND Pb. The measurements were carried out in energy range 0,5-16 MeV for isotoped <sup>9</sup>Be, <sup>10,11</sup>B, <sup>206,207,208</sup>Pb, B<sub>nat</sub>, Pb<sub>nat</sub> on linac LU-50 by means of TOF-method. The paths "neutron source-sample-detector" were 25 and 50 m. The time resolution was equal 0,35 ns/m. The data errors are 1,5-3%.



Измерены  $\sigma_{tot}$  в диапазоне  $E_n = (0,5-16,0)$  МэВ для изотопов Be-9, B-10,11, Pb-206,207,208, а также для естественной смеси изотопов бора и изотопов свинца. Образцы имели высокое изотопное обогащение (80% и более) и незначительные химические примеси.

Измерения проведены на линейном ускорителе электронов ЛУ-50 с использованием времени пролета в "хорошей" геометрии при расстояниях источник нейтронов - образец - детектор, равных соответственно 0-25-50 м. Временное разрешение составляло 0,35 нс/м. Энергетическая шкала, соответствующая

распределению времени пролета нейтронов, проверялась по резонансам функции пропускания через толстые образцы углерода.

На рисунке приведены полные сечения для Be-9 и естественной смеси изотопов бора и изотопов свинца. Погрешности полученных данных составляют (1,5-3) %.

УДК 539.172

### СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ГАММА-КВАНТОВ ПРИ НЕУПРУГОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ КРЕМНИЯ

*М.В.Савин, А.В.Ливке, М.С.Дудоров, В.А.Чиркин, М.М.Леплявкина, Н.П.Ситников*  
*Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас*

GAMMA-RAY PRODUCTION CROSS SECTION AT INELASTIC NEUTRON INTERACTION WITH Si. Measurement method was carried out in linac LU-50 of total and differential cross sections of  $\gamma$ -rays production with energy 0,5-10 MeV at 125 degree. The TOF-method was used for energy selection of neutron. The Ge-Li detector and total absorption detector with NaJ(Tl) recorded  $\gamma$ -rays. The neutron energy equal 1,2-20 MeV.

Разработана методика измерений на линейном ускорителе электронов ЛУ-50 полных и дифференциальных сечений образования гамма-квантов с энергией  $E = (0,5-10,0)$  МэВ. Гамма-кванты регистрируются Ge(Li)-детектором и спектрометром полного поглощения на основе кристалла NaJ(Tl) ( $\varnothing=150$  мм,  $h=100$  мм). Селекция по энергиям первичных нейтронов осуществляется с помощью метода времени пролета. Двумерное распределение (время пролета нейтрона - энергия гамма-кванта) регистрируется двумерным анализатором импульсов на 64 тыс.каналов, созданном на основе ЭВМ СМ-4. Спектральное распределение и поток нейтронов на образец измеряются сцинтилляционным детектором с помощью многостопового преобразователя времени пролета в код ЭВМ.

Проведены измерения на кремнии. Получены дифференциальные сечения образования дискретных гамма-линий под углом  $125^\circ$  к направлению потока нейтронов на образец в диапазоне энергий нейтронов  $E_n = (1,2-20,0)$  МэВ.

УДК 539.172

### ИЗМЕРЕНИЕ НА $4\pi$ -СПЕКТРОМЕТРЕ МЕТОДОМ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ПО УГЛУ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 14,5 МэВ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ЛИТИЯ

*Ю.А.Васильев, Н.К.Васильева, Н.В.Копалкин*  
*Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас*

THE NEUTRON DIFFERENTIAL SPECTRUM TOF MEASUREMENTS ON LITHIUM NUCLEI AT 14,5 MeV OF INCIDENT NEUTRON ENERGY. The measurements were made in order to check new experimental electronic devices of  $4\pi$ -spectrometers with time resolution

3-4 ns: The spectrometer had 168 counters with energy threshold  $\leq 0,5$  MeV. The lithium samples with enrichment by  ${}^6\text{Li}$  90,6 p.c. was placed in center of spectrometer on distance from neutron generator tritium target 20 mm.

Измерения были предприняты с целью проверки в реальном физическом эксперименте нового комплекта электронной аппаратуры  $4\pi$ -спектрометра с временным разрешением 3-4 нс.

В измерениях использовался образец лития (90,6% изотопа лития-6) плотностью  $0,376$  г/см<sup>2</sup> в тонкостенном металлическом контейнере. Образец был установлен в центре спектрометра на расстоянии 20 мм от тритиевой мишени генератора ДТ-нейтронов с выходом  $\sim 10^5$  нейтронов/с. ДТ-нейтроны, коррелированные с альфа-частицами, попадали на образец в телесном угле  $\theta_0 = 0,119$  стерadians; один из счетчиков, находившийся на пути нейтронов, был снят с корпуса спектрометра.

Из 168 счетчиков спектрометра в измерениях использовались 24 счетчика с минимальным собственным фоном при энергетическом пороге  $V_n \leq 0,5$  МэВ. Счетчики калибровались на интегральном спектре нейтронов спонтанного деления Cf-252 и на ДТ-нейтронах.

Распределения нейтронов по энергиям после вычитания фона случайных совпадений, фона контейнера, гамма-квантов и нейтронов, рассеянных на спектрометре, обрабатывались отдельно в двух интервалах энергий нейтронов. В интервале регистрации, в основном, нейтронов упругого рассеяния, неупругого рассеяния с возбуждением уровня 2,18 МэВ Li-6 было рассчитано суммарное сечение  $\sigma(\theta_{\text{сцм}})$ , во втором интервале  $3,6 > E_n > 0,5$  МэВ - дважды дифференциальное сечение  $\sigma(E_n, \theta_{\text{лаб}})$ . Результаты расчетов в пределах статистических ошибок согласуются с данными работы U. Abbondanno. Elastic and Inelastic Scattering of 14.2 MeV Neutrons from  ${}^6\text{Li}$  and the Optical Model, Nuovo Cimento, Volume LXVI, Numero 1-1970, p.139-151.

На спектрометре начата подготовка к измерениям угловых и энергетических корреляций нейтронов из реакции  $(n, 2n)$  на бериллии.

УДК 539.172

### РАСЧЕТЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ВО ВРЕМЕНИ НЕЙТРОНОВ, РАССЕЯННЫХ НА СФЕРИЧЕСКОМ СЛОЕ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ 4 $\pi$ -СПЕКТРОМЕТРА НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Ю.А.Васильев, Н.К.Васильева, А.Б.Ронжин

*Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас*

THE TIME DISTRIBUTION CALCULATIONS OF NEUTRONS WHICH SCATTERED BY SPHERICAL LAYER OF TOF  $4\pi$  NEUTRON SPECTROMETES. The calculations were made for explanation of experimental neutron and  $\gamma$ -ray background.

Расчеты были проведены для того, чтобы объяснить фон нейтронов и гамма-квантов, наблюдаемый в экспериментах на спектрометре.

В расчетах учитывалось однократное отражение нейтронов от сферического слоя сцинтилляторов радиусом  $R_{\text{внутр}} = 760$  мм и толщиной 120 мм. Предварительно методом Монте-Карло были рассчитаны дифференциальные по углу отражения спектры нейтронов при нескольких энергиях падающих нейтронов, а также вероятности регистрации отраженных нейтронов счетчиками спектрометра в зависимости от энергий и углов падения нейтронов на счетчики. Затем рассчитывалось распределение нейтронов по полному времени пролета от источника нейтронов в центре спектрометра до рассеивающих элементов сферы и от элементов до счетчиков рассеянных нейтронов. Расчеты были проведены с центральным источником нейтронов интегрального спектра спонтанного деления калифорния-252, а также с источником нейтронов деления калифорния-252 на осколки разных масс и суммарных кинетических энергий.

Полное число отраженных нейтронов составляет 12% от числа "прямых" нейтронов из источника. Однако, фон рассеянных нейтронов оказался значительным только вблизи порога регистрации "прямых" нейтронов (~10% при энергии нейтронов 1 МэВ). Близкие результаты получены в расчетах и с другими источниками нейтронов.

В специальных экспериментах позднее выяснилось, что фон в интервале регистрации "прямых" нейтронов возникает из-за регистрации гамма-квантов, в основном гамма-квантов неупругого рассеяния нейтронов на углероде сцинтилляторов ( $E_{\gamma}=4,43$  МэВ). Этот фон, очевидно, можно подавить введением в аппаратуру спектрометра схем разделения гамма-квантов и нейтронов по форме импульсов.

УДК 539.172

### ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

*С.Н.Абрамович, Л.Н.Генералов, Б.Я.Гужовский, Е.В.Камская, В.Н.Протопопов,  
В.С.Руднев, С.В.Трусилло, В.В.Чулков.*

*Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас*

THE MEASUREMENTS OF INTERACTION CROSS SECTIONS OF ACCELERATED HYDROGEN ISOTOPES WITH LIGHT NUCLEI. Investigation of interaction cross section of protons, deuterons and tritons with light nuclei was made on tandem accelerator ЭПП-10 in energy range 3-12 MeV. The total neutron production cross section was measured in reactions  ${}^9\text{Be}+{}^1,2,3\text{H}$ . The total tritium production cross section in reactions  ${}^7\text{Li}+p$ ,  ${}^6,7\text{Li}+d$  and  ${}^9\text{Be}+d$  by activation method was measured. The differential cross sections of two-particle reactions with charge particle production at energy step 0,5 MeV and scattering angle step 10 degree were measured. The total cross section of reaction  ${}^7\text{Li}(t,p){}^9\text{Li}$ .

Исследование сечений взаимодействия протонов, дейтонов и тритонов с легкими ядрами осуществлялось на ионных пучках тандемного ускорителя ЭПП-10 в интервале энергий 3-12 МэВ. Исследования проводились с целью получения недостающих или проверки ненадежных данных по ядерно-физическим константам, необходимым для проблемы УТС, а также в связи с изучением свойств ядер и механизмов ядерных реакций.

1. Измерено полное сечение образования нейтронов в реакциях  ${}^9\text{Be}+{}^1,2,3\text{H}$  с помощью всеволнового 4л-детектора нейтронов с шагом по энергии ускоренных ионов ~50 кэВ.

2. Измерено полное сечение образования трития в реакциях  ${}^7\text{Li}+p$ ,  ${}^6,7\text{Li}+d$ ,  ${}^9\text{Be}+d$  активационным методом. Использовалась разработанная для этой цели методика, основанная на накоплении образовавшихся при облучении мишеней тритонов в медных сборниках. Извлечение накопленного трития производилось в процессе сожжения сборников в токе кислорода. Активность образовавшейся при этом тритиевой воды измерялась методом "жидкого сцинтиллятора".

3. Проведено измерение дифференциальных сечений двухчастичных реакций с образованием заряженных частиц при взаимодействии  ${}^9\text{Be}+d$  с шагом по энергии 0,5 МэВ и по углу рассеяния  $10^\circ$ . Детектирование продуктов реакции осуществлялось кремниевым диффузионно-дрейфовыми детекторами с использованием 16-ти датчиков системы регистрации.

4. Измерено полное сечение реакции  ${}^7\text{Li}(t,p){}^9\text{Li}$  по запаздывающим нейтронам  ${}^9\text{Li}$  с шагом по энергии тритонов ~20 кэВ. Измерение проводилось в режиме "пульсирующего" пучка, регистрация запаздывающих нейтронов осуществлялась всеволновым 4л-детектором.

УДК 539.172

### СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ $Z \leq 5$

С.Н.Абрамович, Б.Я.Гужовский, А.Г.Звенигородский

*Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас*

INTERACTION CROSS SECTION OF HYDROGEN AND HELIUM NUCLEI WITH LIGHT NUCLEUS  $Z \leq 5$ . Evaluation data library was produced on basis of experimental and compilation cross sections. This library consisted more broader number of reactions as compared with Livermor library ECPL-86 and Ausiria library Datlib.

На основе ранее созданной библиотеки ядерно-физических констант (куда вошли компилированные данные и результаты собственных экспериментов) получены оцененные данные по интегральным и дифференциальным сечениям, представляющим интерес для практических приложений [1]. На основе этих результатов создана библиотека оцененных данных, включающая в себя значительно более широкий круг реакций, чем в существующих библиотеках ECPL-86 (Ливерморская национальная лаборатория, США) и DATLIB (университет Гарца, Австрия). Особенностью этой библиотеки является представление данных в виде набора коэффициентов аппроксимационных кривых. В качестве последних использованы сплайны третьего порядка. Такое представление данных позволяет легко адаптировать созданную библиотеку данных для практических приложений с использованием ЭВМ. Исходная библиотека экспериментальных данных и библиотека оцененных данных входят в состав базы данных на основе СУБД-DBMS (последняя является штатным системным обеспечением ЭВМ VAX).

1. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Жеребцов В.А., Звенигородский А.Г. Ядерно-физические константы термоядерного синтеза. М.:ЦНИИАтоминформ, 1989.

УДК. 539.172

### ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРОГОВЫХ УРОВНЕЙ ЯДРА $^{10}\text{Be}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ 17-23 МэВ

С.Н.Абрамович, Б.Я.Гужовский, Л.М.Лазарев

*Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Арзамас*

THEORETICAL INVESTIGATION OF  $^{10}\text{Be}$  THRESHOLD LEVELS AT EXCITATION ENERGY VALUES 17-23 MeV. The experimental excitation functions of reactions  $^7\text{Li}(t, \alpha_0)^6\text{He}$ ,  $^7\text{Li}(t, \alpha_1)^6\text{He}^*$ ,  $^7\text{Li}(t, n)$  were analyzed with help resonance threshold theory in energy triton range 80-500 keV.

С помощью резонансной теории пороговых явлений проанализированы функции возбуждения реакций  $^7\text{Li}(t, \alpha_0)^6\text{He}$  и  $^7\text{Li}(t, \alpha_1)^6\text{He}^*$ , измеренные под углом  $90^\circ$  в интервале энергий тритонов 80-500 кэВ, а также функции возбуждения реакций  $^7\text{Li}(t, n)$ , измеренные под углами  $0^\circ$  и  $90^\circ$  в интервале энергий тритонов 132-500 кэВ. В результате проведенного анализа установлены три уровня составного ядра  $^{10}\text{Be}$ :

- $0^+$  при  $E_t=170$  кэВ с шириной 100 кэВ,
- $2^-$  при  $E_t=207$  кэВ с шириной 22 кэВ,
- $(2^-, 1^+, 3^+)$  при  $E_t=260$  кэВ с шириной 20 кэВ.

Все энергии даны в л.с. Квантовые характеристики третьего уровня не установлены.

Повторно проанализирована функция возбуждения реакции  $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$  вблизи двух порогов реакции  $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$  ( $T=3/2$ ), отвечающих энергиям тритонов 5,649 и 9,339 МэВ, с целью уточнения спектроскопических характеристик близлежащих уровней составного ядра  $^{10}\text{Be}$  с изоспином  $T=2$ . При первичном анализе были установлены следующие характеристики этих уровней с  $T=2$ :

$J_{\pi}=2^{-}$ ,  $E_x=21,218$  МэВ,  $\Gamma^{2-}=0,112$  МэВ,

$J_{\pi}=1^{-}$ ,  $E_x=23,034$  МэВ,  $\Gamma^{1-}=0,84$  МэВ.

В повторном анализе были учтены следующие моменты, опущенные ранее:

- 1) пороговые состояния с орбитальными моментами  $l > 0$ ;
- 2) три нейтронных порога реакции  ${}^7\text{Li}(t,n){}^9\text{Be}^*$  ( $T=1/2$ ), находящихся в интервале энергий  $\pm 0,5$  МэВ от второго порога реакции  ${}^7\text{Li}(t,n){}^9\text{Be}^*$  ( $T=3/2$ );
- 3) размытие нейтронных порогов, обусловленное конечной шириной уровней ядра  ${}^9\text{Be}$ .

В результате установлено: все характеристики двух уровней ядра  ${}^{10}\text{Be}$  с  $T=2$ , кроме  $\Gamma^{1-}$ , в пределах ошибок сохраняются. Под влиянием трех соседних порогов реакции  ${}^7\text{Li}(t,n){}^9\text{Be}^*$  ( $T=1/2$ ) параметр  $\Gamma^{1-}$  стал равен 0,48 МэВ. Примесь состояния с  $T=1$  во втором уровне составляет 12%.

УДК 539.172

### РАСЧЕТ СКОРОСТЕЙ ОСНОВНЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

*С.Н. Абрамович, Б.Я. Гужовский, С.А. Дунаева*

*Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики (ВНИИЭФ)*

CALCULATION OF MAIN THERMONUCLEAR REACTIONS. The cross section of reaction  ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ ,  ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ ,  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p){}^4\text{He}$  were made with account of modern experimental results.

Выполнена оценка сечений реакций  ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ ,  ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ ,  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p){}^4\text{He}$  с учетом последних экспериментальных результатов. На основе этой оценки вычислены скорости этих реакций в интервале температур 0,0001-1 МэВ в предположении максвелловского распределения относительных скоростей взаимодействующих частиц. Проведено сравнение полученных результатов с имеющимися литературными данными, в частности, с библиотекой ECPL (Ливерморская национальная лаборатория, США). При температуре ниже 1 кэВ наблюдаются значительные расхождения, которые объясняются неудовлетворительными процедурами интерполяции и экстраполяции сечения в ECPL. По полученным табличным значениям скоростей реакций вычислены "максвелловские" S-факторы, которые аппроксимированы сплайн-функциями третьего порядка.

УДК 539.172

### ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ИЗОТОПАХ ЦИРКОНИЯ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ УРОВНЕЙ

*Ю.А. Немилев, Я.М. Крамаровский, Л.А. Победоносцев*

*Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, Санкт-Петербург*

INVESTIGATION OF THE NEUTRON INELASTIC SCATTERING ON THE ZIRCONIUM ISOTOPES WITH EXCITATION OF INDIVIDUAL LEVEL. At last time the attention of researchers was often attracted to unregularities of the excitation functions of the  $(n,n')$  reactions, that can't be described by the statistical methods in the theory. We supposed that there is connection of these irregularities with the filling in the neutron shells. We are doing to carry out the measurements of neutron inelastic scattering for  ${}^{91}\text{Zr}$ ,  ${}^{92}\text{Zr}$ ,  ${}^{94}\text{Zr}$  by excitation of the individual energy levels with ununiformity of the initial neutron beam 10-15 keV.

We shall use the reaction  $T(p,n)$  as the source of neutrons from the thin titanium-tritium target. The time correlated associated  $\gamma$ -radiation method will be used. Neutron flow will be measured by the registration of fission fragments with the miniature chamber with well-known quantity of  ${}^{235}\text{U}$ .

В последнее время внимание исследователей привлекалось к нерегулярностям на функциях возбуждения реакций ( $n, n'$ ), которые не могут быть описаны в рамках статистических теорий. Эти нерегулярности четко проявляются на ядрах среднего атомного веса, таких как V, Cr, Ti, Fe, но на более тяжелых ядрах они пока не наблюдались. Мы предполагаем, что эти нерегулярности связаны с заполнением нейтронных оболочек.

В случае упомянутых ядер заполняется оболочка с  $N=28$ . Следующая оболочка ( $N=50$ ) соответствует ядрам Zr. Вследствие большого прикладного значения изучение неупругого рассеяния нейтронов на Zr проводилось, но с большим энергетическим разбросом в пучке первичных нейтронов (около 100-300 кэВ). Вследствие этого нерегулярности не наблюдались.

Мы намерены выполнить измерения неупругого рассеяния нейтронов на  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$  с возбуждением отдельных уровней и энергетическим разбросом в пучке первичных нейтронов 10-15 кэВ.

В качестве источника нейтронов будет использована реакция  $T(p, n)$ ; используется титан-третиевая мишень. Используется метод сопутствующего  $\gamma$ -излучения. Поток нейтронов регистрируется миниатюрной ионизационной камерой по осколкам деления известного количества  $^{235}\text{U}$ .

УДК 539.173

#### ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,7-45 МэВ

*А.В. Фомичев, А.Ю. Донец*

*Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург*

*А.Б. Лаптев, О.А. Щербаков, Г.А. Петров*

*Санкт-Петербургский институт ядерной физики*

MEASUREMENT OF NEUTRON INDUCED FISSION CROSS SECTION RATIOS FROM 0,7 TO 45 MeV. We realized the technique of shape measurements at the neutron time-of-flight spectrometer GNEIS of Sankt-Peterburg's Nuclear Physics Institute. The neutron source is a inner cyclotron target bombarded by the 1 GeV proton bunches, falling during 10 ns with the repetition rate of 50 sec<sup>-1</sup>. The fission fragments are detected by means of methane multiplate ionization chamber. We already carried out the measurements of  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$  relative to  $^{235}\text{U}$  for neutron energies between 1 and 45 MeV and planning to do this for  $^{237}\text{Np}$  and  $^{239}\text{Pu}$ . We are discussing also possible prolongation of measurements in high energy range and problems of fission cross section measurements relative to neutron-hydrogen elastic cross section.

В целях совершенствования системы нейтронных данных накопленный нами опыт в измерениях сечений деления абсолютным методом сопутствующих частиц дополнен в настоящее время методом относительных измерений на источнике нейтронов с "белым" спектром.

Мы реализовали метод измерений "формы" на нейтронном спектрометре по времени пролета ГНЕЙС в Санкт-Петербургском институте ядерной физики. Источником нейтронов служила свинцовая мишень, расположенная внутри циклотронной камеры, которая бомбардировалась ступками протонов, ускоренных до энергии 1 ГэВ, длительностью 10 нс с частотой повторения 50 Гц.

Детектором деления служила многоэлектродная метановая ионизационная камера.

Мы уже провели измерения сечений деления  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  относительно  $^{235}\text{U}$  для энергий нейтронов 1-45 МэВ и планируем сделать это для  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Мы также планируем расширить диапазон измерений в сторону больших энергий нейтронов. Обсуждается также проблема измерений сечений деления относительно упругого рассеяния на водороде.

УДК 539.172

ИЗМЕРЕНИЕ И ОЦЕНКА ДАННЫХ РАСПАДА РАДИОНУКЛИДОВ  $^{145}\text{Sm}$  И  $^{153}\text{Gd}$ 

В.П.Чечев, А.М.Гейдельман, А.Г.Егоров, Ю.С.Егоров, В.Г.Недовесов, Г.Е.Щукин  
 Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

MEASUREMENTS AND EVALUATION OF DECAY DATA OF THE RADIONUCLIDES  $^{145}\text{Sm}$  AND  $^{153}\text{Gd}$ . Work had been undertaken at Khlopin Radium Institute to measure specific XK- and  $\gamma$ -ray emission probabilities of the radionuclides  $^{145}\text{Sm}$  and  $^{153}\text{Gd}$ . The measurements have been accomplished using modern precise instruments.

The absolute activity of  $^{145}\text{Sm}$  and  $^{153}\text{Gd}$  has been measured by  $4\pi\beta(e)-\gamma(X)$  coincidence method. The intensities of  $\gamma$ -, XK-rays in  $^{145}\text{Sm}$  and  $^{153}\text{Gd}$  have been measured using the response functions for the three spectrometers - two Ge(Li) and one Si(Li).

$^{145}\text{Sm}$ . Absolute intensity of the 61,25 keV  $\gamma$ -rays  $I_{\gamma 61,25} = (12 \pm 0,27) \gamma/100$  decays ( $P=0,95$ ) have been measured. In the detector efficiency calibration procedure the 59 keV  $\gamma$ -rays ( $^{241}\text{Am}$ ) and 88 keV  $\gamma$ -rays ( $^{109}\text{Cd}$ ) have been used. The summary intensity of XK-rays have been measured using  $4\pi\gamma$ -detector. The intensities of Pm characteristic XK-rays components:  $I_{K\alpha 2} = (38,1 \pm 0,8)$ ,  $I_{K\alpha 1} = (68,8 \pm 1,3)$ ,  $I_{K\beta' 1} = (21,3 \pm 0,5)$ ,  $I_{K\beta' 2} = (5,58 \pm 0,15)$  photons per 100 decays ( $P=0,95$ ).

$^{153}\text{Gd}$ . Absolute intensities of the 69,7, 97,4 and 103,2 keV  $\gamma$ -rays  $I_{\gamma 69,7} = (2,44 \pm 0,13)$ ;  $I_{\gamma 97,4} = (29,0 \pm 1,5)$ ;  $I_{\gamma 103,2} = (21,3 \pm 1,0) \gamma/100$  decays ( $P=0,95$ ) have been measured. In the efficiency calibration procedure for the Ge(Li)-, Si(Li)-detectors the  $\gamma$ -rays from the decays of  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{241}\text{Am}$  has been used.

The intensities of Eu characteristic XK-ray components  $I_{K\alpha 2} = (33,1 \pm 1,3)$ ,  $I_{K\alpha 1} = (59,3 \pm 2,3)$ ,  $I_{K\beta' 1} = (18,9 \pm 0,8)$ ,  $I_{K\beta' 2} = (5,08 \pm 0,21)$  photons per 100 decays ( $P=0,95$ ) have been measured.

*Evaluation.* The great difference has been obtained as regards recommended reference data for  $^{153}\text{Gd}$ . Further evaluation of  $^{145}\text{Sm}$ ,  $^{153}\text{Gd}$  decay data is in progress.

В радиевом институте предпринята работа с целью измерения вероятности эмиссии XK и  $\gamma$ -квантов от распада радионуклидов  $^{145}\text{Sm}$  и  $^{153}\text{Gd}$ .

Абсолютная активность  $^{145}\text{Sm}$  и  $^{153}\text{Gd}$  измерена методом  $4\pi\beta(e)-\gamma(X)$ -совпадений. Интенсивности  $\gamma$ -, XK-излучений в  $^{145}\text{Sm}$  и  $^{153}\text{Gd}$  измерены с использованием функций отклика для трех спектрометров - двух Ge(Li) и одного Si(Li). При обработке спектров учитывалась асимметричная форма фотопиков, а также непрерывное распределение импульсов, обусловленное регистрацией комптоновски рассеянных фотонов. В результате была получена система функций отклика спектрометра - зависимость от энергии: а) параметров формы асимметричного фотопика; б) дополнительных параметров комптоновского распределения.

$^{145}\text{Sm}$ . Измерена абсолютная интенсивность  $\gamma$ -излучения с энергией 61,25 кэВ  $I_{\gamma 61,25} = (12,20 \pm 0,27) \%$  на распад ( $P=0,95$ ). В процедуре калибровки детекторов по эффективности использованы  $\gamma$ -кванты 59 кэВ ( $^{241}\text{Am}$ ) и 88 кэВ ( $^{109}\text{Cd}$ ). Суммарная интенсивность XK-излучения измерена с использованием  $4\pi\gamma$ -детектора. Этот факт и измерения на Si(Li)-спектрометре с одной и той же процедурой спектрального анализа и калибровкой спектрометра по функции отклика дали возможность получить интенсивности компонентов характеристического XK-излучения Pm:

$I_{K\alpha 2} = (38,1 \pm 0,8)$ ,  $I_{K\alpha 1} = (68,8 \pm 1,3)$ ,  $I_{K\beta' 1} = (21,3 \pm 0,5)$ ,  $I_{K\beta' 2} = (5,58 \pm 0,15) \%$  на распад ( $P=0,95$ ).

$^{153}\text{Gd}$ . Измерены абсолютные интенсивности  $\gamma$ -излучения с энергиями 69,7; 97,4 и 103,2 кэВ  $I_{\gamma 69,7} = (2,44 \pm 0,13)$ ;  $I_{\gamma 97,4} = (29,0 \pm 1,5)$ ;  $I_{\gamma 103,2} = (21,3 \pm 1,0) \%$  на распад ( $P=0,95$ ). В процедуре калибровки по эффективности Ge(Li)-, Si(Li)-детекторов использовано  $\gamma$ -излучение от распадов  $^{57}\text{Co}$ ,

$^{109}\text{Cd}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{241}\text{Am}$ . Измерены интенсивности компонентов характеристического ХК-излучения  $E_{\text{H}}: I_{K\alpha_2} = (33,1 \pm 1,3)$ ,  $I_{K\alpha_1} = (59,3 \pm 2,3)$ ,  $I_{K\beta'_1} = (18,9 \pm 0,8)$ ,  $I_{K\beta'_2} = (5,08 \pm 0,21)$  % на распад ( $P=0,95$ ).

*Оценка.* Новая оценка данных распада  $^{145}\text{Sm}$  и  $^{153}\text{Gd}$  выполнена с использованием результатов проведенных измерений и новых данных, опубликованных в литературе в 1985-1990 гг. Большое отличие от рекомендованных справочных данных получено для  $^{153}\text{Gd}$ . Оценка данных распада  $^{145}\text{Sm}$  и  $^{153}\text{Gd}$  продолжается.

УДК 539.173

### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОДЕЛЕНИЯ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ НУКЛИДОВ В ИМПУЛЬСНЫХ ПОТОКАХ ТОРМОЗНЫХ ГАММА-КВАНТОВ

*И.Ю.Горшков, В.Д.Дмитриев, О.И.Осетров, А.Н.Смирнов, Г.П.Тюрин,*

*С.В.Хлебников, В.П.Эйсмонт*

*Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург*

*В.Г.Батий, В.Я.Головня, О.Г.Савчук*

*Харьковский физико-технический институт*

PHOTOFISSION CROSS SECTION MEASUREMENT SYSTEM FOR EXPERIMENTS WITH SPONTANEOUSLY FISSIONING NUCLEI IN THE INTENSE PULSED BREMSSTRAHLUNG FLUXES. A thin film breakdown counter system constructed for detection of fission fragments during the linac's bremsstrahlung  $\gamma$ -pulses.

The detector units were disposed in the angular region  $0^\circ$ - $90^\circ$  relative to beam axis. One of TFBC registered the fission fragments, the second one was used for compensation of counters response to the  $\gamma$ -pulse. The signals from detector units via the ADC, TDC and CAMAC interface were sent to the computer memory.

The detector system was used for detection of fission fragments from  $^{248}\text{Cm}(\gamma, f)$ -reaction induced by bremsstrahlung  $\gamma$ -quanta from linac. The test results indicate that the system can be used at a peak intensity of an electron beam current  $I_e^{\text{imp}} \sim 0,5-1,5$  A. Future experiments on investigations of near- and subbarrier  $\gamma$ -induced fission of  $^{242,244,246,248}\text{Cm}$  and  $^{252}\text{Cf}$  are presently being planned.

Основные сложности экспериментального исследования характеристик вынужденного деления многих короткоживущих спонтанно делящихся нуклидов ( $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ , например) в околопороговой области вызваны слабой интенсивностью существующих источников моноэнергетических частиц.

Разработана методика, дающая возможность реализовать в эксперименте высокие значения импульсных токов линейных ускорителей электронов, позволяя обеспечить регистрацию событий деления в режиме реального времени.

Детектирование осколков деления производилось тонкопленочными пробойными счетчиками. Регистрирующей ячейкой являлась сборка из двух близко расположенных детекторов, один из которых регистрировал осколки от мишени, а второй служил для электронной компенсации отклика детекторов на импульс тормозного излучения. В работе использовались сборки, расположенные под углами от 0 до 90 градусов по отношению к оси пучка. Сигналы с выхода сборок после формирования через преобразователи время-код, амплитуда-код и магистраль КАМАК записывались в память ЭВМ. Старт синхронизировался с началом импульса ускорителя. В процессе измерений определялось превышение количества зарегистрированных осколков вынужденного деления над спонтанным.

Результаты экспериментов, проведенных на линейных ускорителях электронов в диапазоне  $E_e = 7-20$  МэВ показали, что разработанная методика может быть использована при импульсных токах пучка

электронов  $\sim 500-1500$  мА, при скважности  $\sim 10^{-4}$ , что достаточно для исследования характеристик подбарьерного деления  $^{242,244,246,248}\text{Cm}$  ( $E > 5$  МэВ) и околобарьерного ( $E > 7$  МэВ) деления  $^{252}\text{Cf}$ .

УДК 539.173

### ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ $^{248}\text{Cm}$

*О.И. Батенков, М.В. Блинов, А.Б. Блинов, А.С. Кривоухинский, Б.М. Александров  
Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, Санкт-Петербург*

SPONTANEOUS FISSION NEUTRON SPECTRUM MEASUREMENT OF CURIUM-248. A multidimensional time-of-flight neutron spectrometer was used for measurement of the  $^{248}\text{Cm}$  spontaneous fission neutron spectrum. This spectrum was measured relative to  $^{252}\text{Cf}$ .

A special source of fissions was manufactured, representing a thin platinum disc on one side of which was Cf and on the other Cm layer. Both sources of fissions were covered with thin films ( $40 \text{ mcg/cm}^2$ ).

A stilbene crystal with a phototube FEU-30 was used as the neutron detector. To decrease the number of background neutrons and to improve the time resolution, a two-threshold system of neutron registration was used. The time resolution was about 0,6 ns. The measurements were carried out in the neutron energy range 0,1-10 MeV. Cf and Cm neutron spectra were measured simultaneously, using the same neutron and fragment electronic channels.

The average energy of neutron spectrum obtained equals  $E=2,069 \pm 0,008$  MeV. Proceeding from it the average Maxwell temperature was determined ( $T=1,379 \pm 0,005$  MeV). In the neutron energy range below 0,5 MeV a excess ( $\sim 10\%$ ) of the spectrum intensity over the Maxwell distribution with  $T=1,38$  MeV is observed for  $^{248}\text{Cm}$ .

Для измерения спектра нейтронов спонтанного деления  $^{248}\text{Cm}$  использовался многомерный времяпролетный спектрометр нейтронов, измерение проводилось относительно  $^{252}\text{Cf}$ .

Источником делений служил тонкий платиновый диск, на одной стороне которого был нанесен Cf, а на другой - Cm. Оба слоя закрывались тонкими пленками толщиной  $40 \text{ мг/см}^2$ . Электроны, выбиваемые из пленок при прохождении осколков, регистрировались детекторами на основе микроканальных пластин (МКП).

Детектором нейтронов служил кристалл стиблена  $50 \times 30$  мм с ФЭУ-30. Для уменьшения числа фоновых нейтронов и улучшения временного разрешения использовалась двухпороговая система регистрации нейтронов. Величины верхнего и нижнего порогов являлись функцией энергии нейтронов. Временное разрешение равнялось 0,6 нс. Измерения выполнялись в диапазоне энергий нейтронов 0,1-15 МэВ. Измерения спектров нейтронов Cm и Cf проводились одновременно с использованием одних и тех же нейтронных и осколочных трактов. Исходя из средней энергии спектра нейтронов  $E=2,069 \pm 0,008$  МэВ, была определена средняя максвелловская температура спектра ( $T=2/3 E$ ). Она оказалась равной  $T=1,379 \pm 0,005$  МэВ. В диапазоне энергии нейтронов меньше 0,5 МэВ для  $^{248}\text{Cm}$  наблюдается довольно сильное превышение интенсивности ( $\sim 10\%$ ) спектра над максвелловским распределением с  $T=1,38$  МэВ; этот избыток нейтронов в области низких энергий можно трактовать как проявление механизма эмиссии нейтронов, связанного с их испусканием на ранних стадиях процесса спонтанного деления.

Поскольку вклад дополнительного компонента, связанного с эмиссией нейтронов малых энергий ( $E_n < 0,5$  МэВ) заметно больше для  $^{248}\text{Cm}$ , чем вклад для  $^{252}\text{Cf}$ , то представляется важным измерение спектров нейтронов в этой области при делении различных нуклидов. Спектр нейтронов спонтанного деления  $^{248}\text{Cm}$  является удобным спектром для использования в качестве стандарта в долговременных измерениях.

УДК 539.173

## ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ Np-237 НЕЙТРОНАМИ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 20 кэВ-20 МэВ

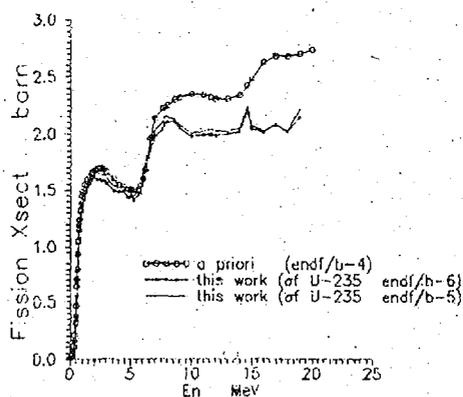
В.Н. Душин, В.А. Калинин, В.И. Шапов

Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, Санкт-Петербург

EVALUATION OF THE Np-237 FISSION CROSS SECTION FOR 20 keV TO 20 MeV NEUTRONS. In the new evaluation process for the measurements where either the neutron flux was determined or the cross section was absolutized by the ratios on the basis of fission cross section of U-235 or U-238, the data obtained were renormalized using the nowadays versions of the  $\sigma_f(U-235 \text{ or } U-238)$  evaluation. A correlation analysis of the experimental data was performed. To perform the evaluation the generalized least square method was used. Due to small correlations between different measurements a successive inclusion step by step of the data of different measurements was performed. In this case, the evaluation obtained in a previous step was a prior information for the next step.

Two versions of the evaluation were obtained based on the ENDF/B-5 and ENDF/B-6 evaluations of the U-235 fission cross section. A better consistency of relative and absolute data was found for the first version. The both versions are presented in the Fig. in comparison with the ENDF/B-4 evaluation of the  $\sigma_f(Np-237)$ .

После создания последней версии оценки  $\sigma_f$  Np-237 [1] набор экспериментальных данных значительно расширился, главным образом, за счет прецизионных измерений, выполненных в США, Японии, России и Китае. Новые данные подтвердили несостоятельность в версии ENDF/B-5 этой оценки.



Две версии оценки в сравнении с данными файла ENDF/B-4

При выполнении оценки, в отличие от [1], проводился корреляционный анализ экспериментальных данных. Для работ, в которых сечение деления Np-237 определялось относительно сечений деления U-235 или U-238, проводилась перенормировка результатов с учетом современных оценок  $\sigma_f$  U-235 и U-238. При составлении ковариационных матриц систематические погрешности разбивались на компоненты, между которыми можно было установить корреляции 0 или 100% [2]. Для проведения оценки использовался обобщенный метод наименьших квадратов (см. например [3]). Ввиду малого числа корреляционных связей между отдельными экспериментальными данными, включение работ в оценку производилось последовательно одна за другой, при этом оценка, выработанная на предыдущем шаге, служила априорной информацией для последующей.

Было получено два варианта результата - с опорными значениями на сечение деления U-235 ENDF/B-5 и ENDF/B-6. Для первого варианта имеет место заметно лучшее соответствие относительных и абсолютных измерений сечения деления Np-237, и поэтому он рассматривается как более достоверный. Обе версии представлены на рисунке в сравнении с оценкой  $\sigma_f(Np-237)$  файла ENDF/B-4.

1. H.Derrien et.al. Evaluation of Np-237 Neutron Cross Section in the Energy Range from  $10^{-5}$  eV to 14 MeV. INDC(FR)-42/L(1980).
2. D.L.Smith et.al. Coveriances for Measured Activation and Fission Ratios Data. Proc. of IAEA, INDC(NDS)-192/L(1988), p.74.
3. W.Manhart. A Small Guid to Generating Coveriances of Experimental Data. Report PTB-FMRB-84, Physikalisch Technische Bundesanstalt, 1981.

УДК 539.172

## ИЗМЕРЕНИЯ ВЫХОДОВ ТРИТИЯ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

Л.В. Драгчинский, О.И. Косточкин, В.А. Тренкин

Радиовый институт им.В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

<sup>3</sup>H YIELD MEASUREMENTS IN FAST NEUTRON INDUCED FISSION. <sup>3</sup>H yield measurements in <sup>233</sup>U and <sup>235</sup>U fission induced by 14,5 MeV neutrons and in <sup>240</sup>Pu fission induced by 2,5 and 14,5 MeV neutrons have been carried out.

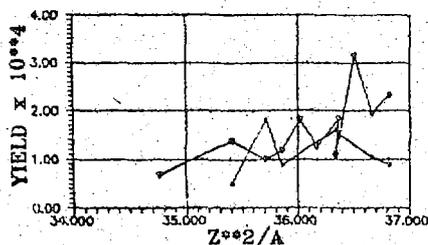
The experimental setup was used which has been made earlier for light charged particle (LCP) yield studies [1] and was modernized for these measurements: a method of two gated integrators was employed for the CsI(Tl) detector current pulse shape analysis to increase a quality of LCP identification. The <sup>3</sup>H yields for <sup>240</sup>Pu are determined for the first time.

The <sup>3</sup>H yields were determined using linear fits of ternary fission probabilities as functions of <sup>2</sup>Z/A and (4Z-A) parameters from [2,3,4]. The sum total of our data on the <sup>3</sup>H yields in fission induced by 2,5 and 14,5 MeV neutrons is shown in fig.1 as a function of <sup>2</sup>Z/A. The results of measurements show that in a fast neutron induced fission the <sup>3</sup>H yield does not increase with an increasing of the fissioning nucleus excitation energy up to 20 MeV at least up to <sup>2</sup>Z/A=36,4.

В работе проведены измерения выходов <sup>3</sup>H при делении <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U нейтронами с энергией 14,5 МэВ и <sup>240</sup>Pu с энергиями 2,5 и 14,5 МэВ.

Измерения проводились на экспериментальной установке, созданной ранее для изучения выходов легких заряженных частиц (ЛЗЧ) при делении [1] и модернизированной для выполнения этих измерений. С целью повышения качества идентификации ЛЗЧ путем анализа формы токового импульса сцинтилляционного детектора на основе кристалла CsI(Tl) в канал ЛЗЧ были введены два стробируемых интегратора. Они дали возможность регистрировать двумерные распределения "заряд за время t - полный заряд". При t=400 нс качество идентификации ЛЗЧ превосходит достигнутое ранее. Результаты проведенных после завершения методических исследований измерений выходов <sup>3</sup>H представлены в таблице. Определение выходов тритонов для <sup>240</sup>Pu выполнено впервые в мировой практике.

Нуклид	Энергия нейтронов, МэВ	на 100 частиц <sup>4</sup> He	Выход <sup>3</sup> H	
			на акт деления x 10 <sup>4</sup> , используя систематику:	
			Z <sup>2</sup> /A	4Z-A
<sup>233</sup> U	14,5	6,1±0,5	1,33±0,11	1,25±0,10
<sup>235</sup> U	14,5	7,0±0,6	1,28±0,11	1,18±0,10
<sup>240</sup> Pu	2,5	4,8±1,2	—	1,05±0,26
	14,5	9,0±0,9	1,37±0,14	1,95±0,20



Выходы <sup>3</sup>H на акт деления были определены с использованием линейных аппроксимаций вероятностей тройного деления в зависимости от параметров Z<sup>2</sup>/A и 4Z-A по данным работы [2] и работ [3,4]. Аналогичным образом были обработаны результаты ранее выполненных нами измерений [1]. На рисунке представлена вся совокупность полученных нами данных по выходам <sup>3</sup>H при делении нейтронами с энергией 2,5 и 14,5 МэВ в зависимости от Z<sup>2</sup>/A (\* и o - соответственно).

Результаты измерений свидетельствуют о справедливости сделанного нами ранее вывода: при вынужденном делении тяжелых ядер нейтронами с ростом энергии возбуждения делящегося ядра до

20 МэВ и с ростом параметра  $Z^2/A$  не наблюдается повышения выхода тритонов по крайней мере до  $Z^2/A \leq 36,4$ .

1. L.V. Drahchinsky et al. Nuclear Physics and Nuclear Data Measurements with Accelerators and Research Reactors/Lectures presented at the Interregional Training Course, 1987.
2. Адамов В.М. и др. // Ядерная физика 1969. Т.9. N4. С.732.
3. Лбов А.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1978. Вып.2. С.70.
4. D.G. Madiand, L.Steward. LA-6783-MS, April 1977.

УДК 539.173

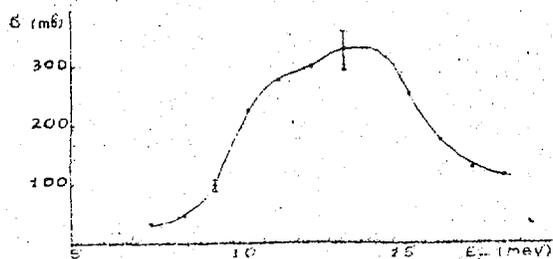
### ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ФОТОДЕЛЕНИЯ $^{248}\text{Cm}$ В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

*И.Б.Боробьев, В.Д.Дмитриев, Т.П.Макарова, В.А.Николаев, О.И.Осетров, С.В.Хлебников*  
Радиологический институт им.В.Г.Хлюпина, Санкт-Петербург

*В.Г.Батий, В.Я.Головня, Е.В.Шептуленко*  
Харьковский физико-технический институт

PHOTOFISSION CROSS SECTIONS MEASUREMENT FOR  $^{248}\text{Cm}$  IN THE GDR REGION. Photofission cross sections measurements for  $^{248}\text{Cm}$  were performed using bremsstrahlung photons produced in 1 mm thick tungsten target in the energy region 7-20 MeV. The energy step was about 0,5-1 MeV. The weight of curium target, electrolytically deposited in stainless steel backing was 1,41 mg (95,1%  $^{148}\text{Cm}$ , 4,8%  $^{246}\text{Cm}$ ,  $4,5 \cdot 10^{-2}\%$   $^{244}\text{Cm}$ ,  $3,0 \cdot 10^{-5}\%$   $^{241}\text{Am}$  и  $3,0 \cdot 10^{-5}\%$   $^{252}\text{Cf}$ ). The 6 mm thick mylar solid state track detectors were placed at an angles  $0^\circ$ - $90^\circ$  relative to the beam axis. The all-automatic spark counter was used for tracks counting. The  $\gamma$ -fluence was determined using  $^{237}\text{Np}(\gamma, f)$ -reaction.

From the measured yields the photofission cross section were reduced. The fission cross-section values integrated over the measured energy range is  $2,31 \pm 0,19 \text{ MeV} \cdot \text{b}$ .



На пучке тормозных  $\gamma$ -квантов исследована энергетическая зависимость сечений фотоделения  $^{248}\text{Cm}$ . Измерения проводились в диапазоне граничных энергий 7-20 МэВ с шагом 0,5-1 МэВ. Радиатором служил вольфрам толщиной 1 мм. Мишень весом 1,41 мкг содержала 95,1%  $^{248}\text{Cm}$ , 4,8%  $^{246}\text{Cm}$ ,  $4,5 \cdot 10^{-2}\%$   $^{244}\text{Cm}$ ,  $1,5 \cdot 10^{-2}\%$   $^{241}\text{Am}$  и  $3,0 \cdot 10^{-5}\%$   $^{252}\text{Cf}$ . Поток  $\gamma$ -квантов мониторировался по реакции  $^{237}\text{Np}(\gamma, f)$ . Осколки деления регистрировались ТТД (твёрдый трековый детектор) из лавсана толщиной 6 мкм. Детекторы располагались в шести угловых точках в диапазоне углов 0-90 градусов по отношению к оси пучка. Подсчет числа треков велся электроискровым методом на установке АИСТ. Из измеренных выходов методом регуляризации Тихонова рассчитаны сечения реакции  $^{248}\text{Cm}(\gamma, f)$ .

Получение величины сечений фотоделения  $^{248}\text{Cm}$  приведены на рисунке.

УДК 539.172

## ИЗОТОНИЧЕСКАЯ СИСТЕМАТИКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ (n,p) ПРИ ЭНЕРГИИ 14,5 МэВ

Ю.Н.Трофимов

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

ISOTONIC SYSTEMATICS OF THE (n,p) REACTION CROSS SECTIONS AT ENERGY 14,5 MeV. Series of various the nuclear characteristics are described by means of isotonic dependence on the neutron excess parameter  $\ln G_i = a_i - b_i (N-Z)/A$ , where  $a_i$ ,  $b_i$  - are constants,  $Z$ ,  $N$  - is number of protons and neutrons of nucleus with mass number  $A$ .  $G_i$  - is one of the following nuclear characteristics: the reaction (n, $\gamma$ )-cross section [1], the probability of spontaneous heavy even nuclei decay at alpha-emission, fission and emission of fragments [2]. In fig. the validity of isotonic systematics for description of the (n,p) reaction cross section (in mb) at energy 14,5 MeV is demonstrated.

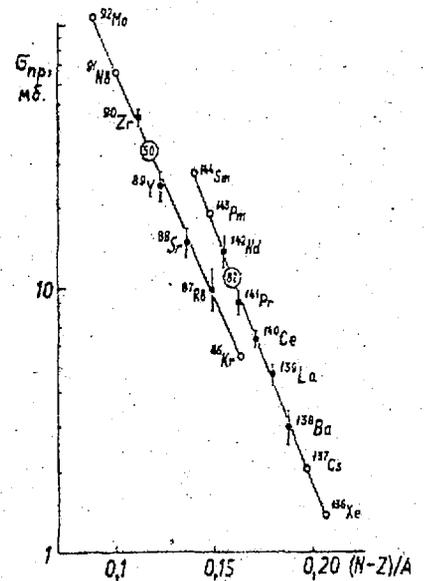
Ряд разнородных ядерных характеристик описывается изотонической зависимостью от параметра нейтронного избытка:

$$\ln G_i = a_i - b_i (N-Z)/A,$$

где  $a_i$ ,  $b_i$  - постоянные,  $Z$ ,  $N$  - числа протонов и нейтронов ядра с массовым числом  $A$ .  $G_i$  - одна из следующих ядерных характеристик: сечение реакции (n, $\gamma$ ) [1], вероятность спонтанного распада тяжелых четно-четных ядер при эмиссии  $\alpha$ -частиц, делении ядра и эмиссии тяжелых частиц [2].

На рисунке демонстрируется пригодность изотонической систематики для описания сечений реакции (n,p) при энергии 14,5 МэВ, где  $\dagger$  - экспериментальные данные [3],  $\circ$  - оценка; в круге показано число нейтронов.

1. Трофимов Ю.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1990. Вып.1. С.5.
2. Трофимов Ю.Н. // Ядерная физика. 1990. Т.52. С.1521.
3. Бычков В.М. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами М.: Энергоиздат, 1982.



УДК 539.125.4.04

## ВЫХОДЫ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ 10-84 МэВ С ТЯЖЕЛЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

А.В.Киреев, И.В.Рыжов, Г.А.Тутин, В.П.Эйсмонт

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

GOLD, NEPTUNIUM, PLUTONIUM AND AMERICIUM X-RAY PRODUCTION BY 10-84 MeV PROTONS. Spectra of Au, Np, Pu and Am x-rays produced by proton (10-84 MeV) bombardment have been measured with a semiconductor detector. As a source of protons Radium Institute synchrotron was used.

Lx-ray production cross sections for transuranium elements (comparatively to gold) have been determined, as well as intensity ratios of separate gross spectral features ( $L_{\alpha}$ ,  $L_{\beta}$  and  $L_{\gamma}$ ). Besides, ratios of K x-ray production to L x-ray production cross sections for gold have been measured.

The target thickness used lays in the range 0,48-1,3 mg/cm<sup>2</sup>.

Experimental data have been compared with theoretical predictions within the plane-wave Born approximation.

С помощью полупроводникового спектрометра впервые измерены спектры L-серии рентгеновского излучения нептуния, плутония и америция, возбуждаемого протонами, а также золота при энергии протонов выше 30 МэВ. Использовался пучок протонов синхротрона Радиового института. Определены полные выходы LX-излучения трансурановых элементов (относительно золота) и выходы отдельных групп ( $L_{\alpha}$ ,  $L_{\beta}$  и  $L_{\gamma}$ ).

Для золота определены соотношения сечений возбуждения K и L X-излучения.

Проведено сравнение определенных экспериментально величин с теоретическими предсказаниями в борновском приближении плоских волн.

В эксперименте использовались мишени из нептуния-237, плутония-239 и америция-241 с содержанием основного изотопа более 99% и поверхностной плотностью около 1 мг/см<sup>2</sup> и из золота (96%) поверхностной плотностью 0,48 мг/см<sup>2</sup>.

Основные результаты приведены в таблицах.

Таблица 1

*Отношения сечений возбуждения L-серии рентгеновского излучения нептуния, плутония и америция к сечению возбуждения L-серии рентгеновского излучения золота при тех же энергиях протонов и абсолютная величина сечения*

Мишень	Энергия протонов, МэВ	Отношение сечений		Сечение, барн
		эксп.	теор.	
Np	19	0,45±0,04	0,56	250±30
	40	0,75±0,04	0,70	410±50
	61	0,77±0,04	0,77	360±60
Pu	61	0,81±0,06	0,77	360±60
Am	61	0,79±0,06	0,75	370±60

Таблица 2

*Отношение сечений возбуждения K и L X-излучения золота протонами под углом 135° к пучку*

Энергия протонов, МэВ	Отношение $\frac{\sigma_{Kx}}{\sigma_{Lx}} \cdot 10^3$	
	эксп.	теор.
10	1,55±0,13	0,66
19	2,73±0,20	2,27
41	10,1±0,9	8,6
62	15,2±1,2	15,7
84	20,1±2,8	22,7

УДК 539.173

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  
 $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  ПРОТОНАМИ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ОТ 25 ДО 70 МэВ

А.Н.Смирнов, И.Ю.Горшков, А.В.Проккофьев, В.П.Эйсмонт  
 Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, г.Санкт-Петербург

RELATIVE PROTON INDUCED FISSION CROSS SECTIONS OF  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  AND  $^{239}\text{Pu}$  FOR PROTON ENERGIES FROM 25 TO 70 MeV. The proton-induced fission cross sections of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{239}\text{Pu}$  relative to that of  $^{238}\text{U}$  have been measured for proton energies from 25 to 70 MeV with the purpose of the energy dependence studying of the branching ratio  $\Gamma_n/\Gamma_f$  for neutron evaporation and fission at the nuclei excitation energies equal several tens MeV.

Measurements were performed at the V.G.Khlopin Radium Institute proton synchrotron with the using of the thin-film breakdown counter of fission fragments technique [1]. The targets of the above isotopes and of  $^{238}\text{U}$  were installed "back-to-back" at the angle of  $45^\circ$  to the beam direction in such a way that fission fragments from each target were detected by the separate counters. The experimental accuracy was about 8%.

В целях изучения энергетической зависимости отношения нейтронных и делительных ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f$  при энергиях возбуждения в несколько десятков МэВ измерены сечения деления  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в диапазоне энергий налетающих протонов от 25 до 70 МэВ.

Измерения проводились на протонном синхротроне Радиевского института им. В.Г.Хлопина. Энергия протонов варьировалась путем изменения режимов ускорителя. Измерения проводились с помощью методики тонкопленочных пробойных счетчиков (ТПС) [1], когда мишени из одного из названных изотопов и  $^{238}\text{U}$  располагались в пучке протонов "back-to-back" друг к другу, а осколки деления регистрировались ТПС - своим для каждой мишени. Толщины использовавшихся мишеней от 200 до 300 мкг/см<sup>2</sup>. Точность измерения относительных сечений деления 8%.

E <sub>p</sub> , МэВ	Относительные сечения деления				
	$^{232}\text{Th}$	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{237}\text{Np}$	$^{239}\text{Pu}$
24	0,75	1,16	1,08	1,06	1,13
27	0,74	1,14	1,06	1,12	1,13
29	0,77	1,14	1,00	1,08	1,10
34	0,84	1,08	1,03	1,05	1,12
37	0,84	1,09	-	1,06	1,17
42	0,83	1,10	0,95	0,98	1,14
49	0,85	1,09	1,05	1,05	1,16
54	0,84	1,08	0,97	1,04	1,15
59	0,81	1,11	1,04	1,09	1,16
69	0,85	1,06	1,01	0,99	1,13

1. Смирнов А.Н., Эйсмонт В.П. // Приборы и техника эксперимента. 1983. №. С.5.

УДК 539.172

## ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИИ (n, n' $\gamma$ ) НА ЯДРАХ ТОРИЯ-232 И УРАНА-238

*А.А.Филатенков, С.В.Чуваев, В.М.Саидгареев*

*Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург*

(n, n' $\gamma$ )-REACTION EXCITATION FUNCTION MEASUREMENT ON THORIUM-232 AND URANIUM-238 NUCLEI. The measurements were carried out at the Van-de-Graaf accelerator EG-5 using monochromatic neutrons of the  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$  reaction in energy range 0,7-1,7 MeV. The gamma-spectra were measured with a Ge(Li)-specirometer. Four cylindrical samples ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{12}\text{C}$  and  $^{235}\text{U}$ ) were attached to a changing device managed by a computer on-line. This allowed to obtain in identical conditions the main gamma spectra ( $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$ ) as well, as the background ( $^{12}\text{C}$ ) and fission gamma-ray spectra ( $^{235}\text{U}$ ).

For neutron flux determination the multidetector system was used which consisted of three ionization chambers and two  $^{232}\text{Th}$ -,  $^{238}\text{U}$ - and  $^{237}\text{Np}$ -layers were placed close to the sample. Two meter distant plastic scintillator detectors registered the target neutrons, passed through the sample and "undistorted", at the angles of 0 and 22 degrees, respectively.

In the measured gamma-spectra above 100 gamma-transitions were revealed. Among them, 47 gamma-transitions were identified as clearly originating from the neutron inelastic scattering. Their intensities were transformed into 26 level excitation cross sections (14 of  $^{232}\text{Th}$  and 12 of  $^{238}\text{U}$ ). On the whole, our data are in a good agreement with the Lower group results [D.V.S.Chan et al. Phys. Rev. C, 26, 841 (1982)] excluding some levels (e.g. 950 keV of  $^{238}\text{U}$  and 1023 keV of  $^{232}\text{Th}$ ) where the remarkable differences may be probably explained by the differences of the level schemes used.

На протяжении многих лет сечения неупругого рассеяния нейтронов на основных топливных нуклидах имеют высокий приоритет в списке мировых потребностей по ядерным данным. Однако, для большинства случаев требуемая точность экспериментальных результатов еще не достигнута. Например, довольно бедны данные по сечениям возбуждения вибрационных состояний  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ . Поэтому нами были проведены измерения функций возбуждения реакций  $^{232}\text{Th}(n, n'\gamma)$  и  $^{238}\text{U}(n, n'\gamma)$  в энергетическом интервале нейтронов 0,7-1,7 МэВ.

Эксперимент проводился на электростатическом ускорителе ЭГ-5 с использованием монохроматических нейтронов реакции  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$ . Гамма-спектры регистрировались с помощью Ge(Li)-спектрометра.

4 цилиндрических образца ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{12}\text{C}$  и  $^{235}\text{U}$ ) располагались на поворотном устройстве, управляемом ЭВМ, работающей в линии. Это позволило измерять в идентичных условиях как основные гамма-спектры ( $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ ), так и фоновый ( $^{12}\text{C}$ ), а также гамма-спектр осколков деления ( $^{235}\text{U}$ ).

Для определения потока нейтронов использовалась многодетекторная система из трех ионизационных камер и двух сцинтилляционных счетчиков. Тонкостенные камеры, содержащие слои  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$ , располагались в непосредственной близости от исследуемого образца. Пластиковые сцинтилляторы, расположенные на расстоянии 2 метра под углами  $0^\circ$  и  $22^\circ$ , регистрировали потоки нейтронов, частично поглощенных в образце и "прямых" соответственно.

Поправки на искажение нейтронного поля и самопоглощение гамма-квантов рассчитывались для реальной геометрии эксперимента. Абсолютная калибровка Ge(Li)-детектора по эффективности проводилась с помощью собственного гамма-излучения образца Th.

В измеренных гамма-спектрах было выделено более 100 гамма-переходов. Из них 47 переходов были идентифицированы как происходящие от неупругого рассеяния нейтронов. Затем интенсивности гамма-линий преобразовались в сечения возбуждения 26 уровней (14 для  $^{232}\text{Th}$  и 12 для  $^{238}\text{U}$ ). В целом, наши данные находятся в хорошем соответствии с результатами Лоуэлдской группы

[D.V.S.Chan et al. Phys. Rev. C, 26, 841 (1982)], за исключением некоторых уровней (например 950 кэВ для  $^{238}\text{U}$  и 1023 кэВ для  $^{232}\text{Th}$ ), заметное расхождение для которых может быть объяснено различием используемых схем уровней.

Переход к сечениям неупругого рассеяния нейтронов должен проводиться достаточно аккуратно. В предыдущей работе [А.А.Филатенков et al. Proc. Int. Conf on Nucl. Data for Sci. and Technology, МТО (1988)], выполненной на нейтронах с энергией 3 МэВ, было указано на значительные эффекты заселения уровней ненаблюдаемыми гамма-переходами. Если провести соответствующую коррекцию данных, то сечения неупругого рассеяния нейтронов оказываются в разумном соответствии с предсказаниями статистической теории. В настоящее время подобные расчеты проводятся для изучаемого диапазона энергий.

УДК 539.173

### ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ $^{232}\text{Th}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ И $^{237}\text{Np}$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2,9 И 14,7 МЭВ

Г.С.Бойков, В.Д.Дмитриев

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

MEASUREMENT OF NEUTRON SPECTRA FROM FAST NEUTRON INDUCED FISSION OF  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235,238}\text{U}$  AND  $^{237}\text{Np}$ . Fission neutron spectra have been measured at V.G.Khlopin Radium Institute for incident neutron energies  $E_n=2,9$  and  $14,7$  MeV. Primary neutrons were obtained as a steady beam of neutron generator NG-400 in reaction (d,D) and (d,T). Measurements were done with use of time-of-flight technique at angle  $90^\circ$  relative to incident neutron beam at flight path length 2,05 m in energy region 0,25-12 MeV. We used a multilayer 4-sectional ionization chamber to signal the occurrence of fission event. One of sections contained the layers made of the isotope under analysis with the isotope  $^{252}\text{Cf}$  uniformly embedded in them. Fission neutron spectrum measurements were performed with respect to the standard spectrum of  $^{252}\text{Cf}$  and both spectra were measured simultaneously. The neutron detector was stilbene monocrystal  $\varnothing 10$  cm and  $h=4$  cm equipped with pulse shape n- $\gamma$ -discriminator. Overall timing resolution was 2,5 ns. Time-of-flight data were corrected for the effects of distortion due to finite energy fission chamber.

С использованием методики измерения времени пролета проведены измерения спектров нейтронов при делении  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$  под действием нейтронов с энергией 2,9 и 14,7 МэВ. Нейтроны получали в реакциях (D,D) и (D,T) на непрерывном пучке нейтронного генератора НГ-400 Радиевого института им.В.Г.Хлопина. Пролетная база составляла 2,05 м, детектор нейтронов располагался под углом  $90^\circ$  относительно направления пучка первичных нейтронов. Энергетические спектры нейтронов были измерены в интервале энергий 0,25-12 МэВ. Измерения проводились относительно спектра нейтронов спонтанного деления Cf-252, являющегося международным стандартом, исследуемый и опорный спектры измерялись одновременно. Детектором осколков деления служила многосекционная ионизационная камера, одна из секций которой содержала слой исследуемого вещества с равномерно внедренным по толщине Cf-252. В качестве нейтронного детектора использовался монокристалл стиблена ( $h=40$  мм,  $\varnothing=100$  мм), соединенный коническим светопроводом с фотоумножителем ФЭУ-30. Суммарное временное разрешение спектрометра составляло 2,5 нс. Для подавления фона гамма-квантов использовалась схема n- $\gamma$ -разделения. При анализе времяпролетных спектров нейтронов учитывались также двумерные время-амплитудные распределения, вводились поправки на конечное энергетическое разрешение спектрометра и различие пролетных баз для каждой секции камеры деления.

Данные, полученные при делении ядер нейтронами с энергией 2,9 МэВ показывают, что форма спектров нейтронов удовлетворительно описывается максвелловским распределением. Полученные

значения температур  $T_1$ , средних энергий спектров  $\bar{E}_1$  и  $\bar{\nu}_1$  хорошо согласуются с соответствующими систематиками.

В случае деления нейтронами с энергией 14,7 МэВ форма спектров существенно отличается от максвелловского распределения и вклад предельных нейтронов может быть выделен достаточно надежно. Впервые экспериментально обнаружен вклад неравновесной эмиссии нейтронов до деления. Предварительный анализ показал, что в мягкой (испарительной) части спектра ( $E_n < 2$  МэВ) имеется избыток нейтронов, не описываемый в рамках статистической модели.

УДК 539.172

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ  $^{109}\text{Ag}(n, 2n)^{108m}\text{Ag}$ ,  $^{151}\text{Eu}(n, 2n)^{150}\text{Eu}$   
и  $^{153}\text{Eu}(n, 2n)^{152}\text{Eu}$  ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14 МэВ

М.В.Блинов, А.А.Филатенков, Б.М.Ширяев, С.В.Чуваев  
Радиевый институт им.В.Г.Хлопина

MEASUREMENTS OF CROSS SECTIONS OF THE  $^{109}\text{Ag}(n, 2n)^{108m}\text{Ag}$ ,  $^{151}\text{Eu}(n, 2n)^{150}\text{Eu}$ , and  $^{153}\text{Eu}(n, 2n)^{152}\text{Eu}$  REACTIONS AT NEUTRON ENERGY 14 MeV. In the present work the irradiations were carried out at the neutron generator NG-400. There were four assemblies placed at  $0^\circ$  and  $120^\circ$  with respect to the beam. Every assembly contained three isotopes studied, i.e.  $^{109}\text{Ag}$ ,  $^{151}\text{Eu}$  and  $^{153}\text{Eu}$  and also two neutron monitor foils made of  $^{93}\text{Nb}$ . The samples were isotopically pure.

The  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{93m}\text{Nb}$  reaction was used as a standard for neutron fluence determination. The cross section of this reaction was shown to change no more than +1% in the neutron range 14.1-14.8 MeV, and the uncertainty of the evaluation of the cross section at 14.7 MeV is 1.6%. The mean energy and the energy dispersion of neutrons at the given angle in the laboratory system were calculated by a program using the recommended data on the  $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$  reaction in the centre of mass system.

The induced gamma-ray activity was measured with a Ge(Li)-detector. Its energy resolution was 2.7 keV and the peak efficiency was 7.9% at 1332 keV gamma-ray energy. The data were processed by multichannel analyzer NOKIA LP 4900B. The main uncertainties of the cross sections are the following:

- the uncertainty of the effective fluence determination <4%;
- the uncertainty of the effective fluence determination up to 15% for very weak peaks;
- the half-life uncertainty up to 17% for the  $^{108m}\text{Ag}$ .

Чтобы полнее использовать преимущества термоядерных реакторов, при их конструировании должны использоваться материалы, которые не образуют заметных количеств долгоживущих активностей при облучении их нейтронами с энергией 14 МэВ. Совещание экспертов МАГАТЭ рекомендовало обратить особое внимание на целый ряд реакций, важных в этом отношении. В настоящей работе измерены сечения трех реакций из этого списка.

Облучения проводились на нейтронном генераторе НГ-400. Под углами  $0^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  по отношению к пучку нейтронов располагались сборки, каждая из которых содержала 3 исследуемых изотопа ( $^{109}\text{Ag}$ ,  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{153}\text{Eu}$ ) и 2 фольги из  $^{93}\text{Nb}$ . Использовались изотопически чистые образцы.

Поток нейтронов определялся с помощью реакции  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$ . Недавно было показано, что сечение этой реакции в диапазоне энергии 14,1-14,8 МэВ меняется не более чем на 1%, причем погрешность его значения при энергии нейтронов 14,7 МэВ оценивается в 1,6%.

Среднее значение энергии нейтрона и ее дисперсия под данным углом в лабораторной системе были рассчитаны с использованием рекомендованных данных для реакции  $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$  в системе центра масс. При расчетах учитывались реальные характеристики пучка дейтронов (энергия, ток) и мишени (сорбирующий материал, его толщина, количество поглощенного трития).

Наведенная гамма-активность измерялась с помощью  $\text{Ce}(\text{Li})$ -детектора. Энергетическое разрешение детектора составляло 2,7 кэВ; эффективность - 7,9% при энергии гамма-квантов 1332 кэВ. Данные накапливались и обрабатывались в многоканальном анализаторе NOKIA с использованием пакета программ для определения калибровочных параметров спектрометра и расчета активности объемных источников.

Основными погрешностями определяемых сечений являются:

- погрешность определения потока нейтронов - до 6%;
- погрешность определения наведенной активности - до 15% для очень слабых пиков;
- погрешность периода полураспада - до 17% для  $^{108\text{m}}\text{Ag}$ .

Для дальнейшего повышения точности результатов необходимо увеличение флюенса нейтронов, получаемого образцом, и уточнение значения периода полураспада  $^{108\text{m}}\text{Ag}$ .

УДК 539.17

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ (n,p) И (n,p') НА  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ , Ni ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14,1 МэВ

Л.И. Ключкова, Б.С. Ковригин, В.Н. Курицын  
Технологический институт, Санкт-Петербург

INVESTIGATION OF (n,p) AND (n,p') REACTIONS ON  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ , Ni AT 14,1 MeV NEUTRONS. Energy and angular distributions of protons for (n,p) and (n,p') reactions induced by 14,1 MeV neutrons on  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ , and Ni have been measured with a counter telescope. Cross sections for these processes were found. The nuclear temperatures and level density parameters of residual nuclei have been obtained from analysis of proton energy spectra for (n,p) reactions.

Исследование ядерных реакций (n,p) и (n,p') на нейтронах с энергией 14 МэВ имеет фундаментальное значение для корректировки имеющихся систематик сечений этих реакций и других ядерных параметров, а также для сопоставления с существующими моделями ядер и ядерных реакций. Кроме того, эти исследования имеют прикладной характер. Для правильного выбора конструкционных материалов и оценки их радиационного ресурса необходимо знать сечения ядерных реакций (n,p) и (n,p'), ответственных за накопление водорода в материалах, приводящее к деструктивным изменениям (распухание и охрупчивание). Анализ имеющейся информации показывает, что сведения о сечениях реакции (n,p) при  $E_n \approx 14$  МэВ еще неполны и в ряде случаев противоречивы. Данные о реакции (n,p') имеются лишь для малого числа ядер и не являются достаточно надежными.

Подавляющее число работ, посвященных изучению реакции (n,p), выполнены методом активации. Однако этим методом можно определять лишь интегральные сечения и нельзя получить информацию о механизме реакций. Кроме того, определяется только часть сечения реакции (n,p), а именно сечение реакции (n,py), но вклад реакции (n,pp) остается неизвестным. Значительно более полную информацию дают методы непосредственного детектирования испускаемых заряженных частиц с измерением их энергии и угла вылета. Такими являются метод фотоэмulsionей, метод защищенного детектора, метод телескопа счетчиков. В последние годы появились новые разработки [1], целью которых является снижение фона и порога регистрации, а также уменьшение времени набора данных без существенного ухудшения энергетического и углового разрешения.

В справочном издании [2] представлена наиболее полная информация о сечениях пороговых реакций (в том числе реакции (n,p)) в широком диапазоне энергий, уточнена систематика сечений при  $E_n \approx 14$  МэВ, и получена полуэмпирическая формула для сечений реакции (n,p) при этой энергии, расчеты по которой согласуются с экспериментальными данными в пределах 25%. Однако для практики такая точность недостаточна. Для интерпретации экспериментальных данных и для предварительной оценки функций возбуждения нейтронных реакций применяются также теоретические расчеты на основе статистической теории ядерных реакций, теории предравновесной эмиссии и прямых процессов. Точность расчетов функций возбуждения для реакций (n,p) и (n,p') при этом составляет 30-40%.

В настоящее время требования к точности и полноте ядерных данных значительно возросли, что вызывает необходимость новых измерений при дальнейшем развитии методик эксперимента и обработки данных.

В данной работе были исследованы ядерные реакции (n,p) и (n,p') на ядрах  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  и на Ni естественного изотопного состава при  $E_n = 14,1$  МэВ. Выбор мишеней был определен их использованием в конструкционных материалах (особенно в нержавеющей стали).

### 1. Экспериментальная методика

Измерения энергетических спектров и угловых распределений реакций (n,p) и (n,p') при энергии 14,1 МэВ проводились на спектрометре заряженных частиц, включающем в себя телескоп счетчиков и электронную аппаратуру. Телескоп состоит из двух газовых пропорциональных счетчиков и крем-

ниевое полупроводникового детектора. Один из газовых счетчиков измеряет потерю энергии частицы  $\Delta E$  на фиксированном участке пути, детектор - остаточную энергию  $E$ . Идентификация заряженных частиц осуществляется с помощью двумерного  $(\Delta E, E)$ -анализа.

Расстояние от источника нейтронов до мишени - 12 см, от мишени до детектора - 24 см. Исследуемые мишени имеют диаметр 30 мм и поверхностную плотность  $(10-15) \text{ мг/см}^2$ . Диаметр кремниевого детектора - 20 мм, глубина чувствительного слоя - 1,2-1,4 мм. Для измерения угловых распределений заряженных частиц телескоп может вращаться вокруг вертикальной оси, при этом угол  $\theta$  между направлением выделенного пучка нейтронов и осью телескопа меняется от  $0^\circ$  до  $140^\circ$ . При установке телескопа под углом  $\theta=0^\circ$  средний угол регистрации частиц равен  $6^\circ$ . Начиная с  $\theta=15^\circ$ , угол регистрации практически совпадает с углом установки телескопа. Телескоп счетчиков наполняется смесью аргона (90%) и углекислого газа (10%) при давлении 80 мм рт.ст. Энергетическая калибровка спектрометра осуществляется по спектру продуктов взаимодействия нейтронов при энергии 14,1 МэВ с ядрами кремния полупроводникового детектора. Для нормировки сечений исследуемых реакций и выделения локуса протонов проводятся измерения двумерного распределения протонов отдачи пр-рассеяния на ядрах водорода полиэтиленовой мишени толщиной  $7,45 \text{ мг/см}^2$ . Нейтроны получают на генераторе НГ-200 из реакции  $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ . Измерения проводятся при энергии нейтронов 14,1 МэВ и потоке  $(0,5-1,0) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  на 4л. Поток нейтронов определяется и контролируется детектором сопутствующих альфа-частиц, всеволновым счетчиком и кремниевым полупроводниковым детектором.

## 2. Результаты эксперимента

В данной работе измерены спектры протонов, образующихся в реакциях  $(n, p)$ ,  $(n, p')$  при взаимодействии нейтронов энергии 14,1 МэВ с мишенями из изотопов  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  и естественного Ni. Измерения проведены при следующих значениях угла установки телескопа по отношению к направлению пучка нейтронов:  $^{27}\text{Al}$  от  $0^\circ$  до  $135^\circ$  с шагом  $15^\circ$ ;  $^{28}\text{Si}$  при  $80^\circ$ ;  $^{50}\text{Cr}$  от  $20^\circ$  до  $120^\circ$  с шагом  $20^\circ$ ;  $^{54}\text{Fe}$  от  $0^\circ$  до  $120^\circ$  с шагом  $20^\circ$ ;  $^{56}\text{Fe}$  от  $20^\circ$  до  $100^\circ$  с шагом  $20^\circ$ ;  $^{58}\text{Ni}$  и Ni при  $80^\circ$ . Для указанных мишеней измерены двумерные  $(\Delta E, E)$ -распределения как при наличии мишени в телескопе (эффект с фоном), так и при ее отсутствии (фон). По созданным программам проводилась обработка экспериментальных данных: двумерные распределения переводились в одномерные спектры в пределах локуса протонов, из спектров вычитались фоновые события, осуществлялась энергетическая градуировка шкалы каналов спектра, проводилась коррекция спектра на энергетические потери протонов в мишени, газе телескопа и на фон от рассеянных нейтронов, энергия и сечения преобразовывались из лабораторной системы координат в систему центра масс.

По современным представлениям двухчастичная ядерная реакция  $(n, p)$  под действием нейтронов средних энергий может осуществляться через три основных процесса: прямое взаимодействие (direct interaction - DI), предравновесную эмиссию (precompound emission - PCE), испарение протона из составного ядра (compound emission - CE). Испускание протона в реакции  $(n, p')$  является почти полностью испарительным процессом и малыми вкладами процессов PCE и DI можно пренебречь.

Полученные в результате первичной обработки энергетические спектры реакций  $(n, p)$  и  $(n, p')$  представляют собой суммарные спектры протонов этих реакций для одного значения угла вылета протона или проинтегрированные по углу в пределах определенного углового диапазона. Для извлечения физической информации необходимо разделить измеренный спектр на спектры этих реакций. Эта задача решается путем подгонки нелинейным методом наименьших квадратов (МНК) к экспериментальному спектру его теоретического представления. Последнее строится на основе существующих моделей структуры ядра и ядерных реакций.

Методика анализа экспериментального спектра реакций  $(n, p)$  и  $(n, p')$  изложена в [3], а здесь дается ее краткое описание. Аппроксимация испарительного спектра  $(n, p)$  осуществлялась в терминах теории Вайскопфа-Ивинга [4]. В качестве плотности уровней при энергии возбуждения  $U < U_c$ , где  $U_c$  - критическая энергия перехода остаточного ядра из сверхтекучего в нормальное состояние, использовалось приближение постоянной температуры  $\rho(U) \sim \exp(U/T)$ , где  $T$  - температура остаточного ядра после вылета протона. При  $U > U_c$  использовалась плотность уровней, средневзвешенная по конечным состояниям остаточного ядра, заселяемых в ядерной реакции [5]:

$\rho(U) = \overline{\rho(U, J)} \approx \exp(2\sqrt{a(U-\delta)}) / (U-\delta)^n$ , где  $\delta$  - обычная поправка на энергию спаривания.

Для параметра  $n$  бралось значение 1,34 [6]. Два представления  $\rho(U)$  сшивались при  $U=U_c$ . Параметр  $a$  переисчислялся на каждой итерации по формуле  $a = (U_c - \delta) (1/T + n/(U_c - \delta))^2$ .

Каждый спектр для данного значения угла  $\theta$ , где  $\theta$  - угол в системе центра масс между направлениями падающей и вылетающей частиц, разделялся на три парциальных спектра: спектр протонов реакции  $(n, n'p)$ , испарительный и неравновесный спектры реакции  $(n, p)$ . Спектр протонов реакции  $(n, p)$  интегрировался по энергии и использовался для получения экспериментального углового распределения реакции  $(n, p)$ . Угловое распределение анализировалось с помощью суммы двух функций  $\sigma_{n,p}(\theta) = \sigma_1(\theta) + \sigma_2(\theta)$ ; где  $\sigma_1(\theta)$  и  $\sigma_2(\theta)$  - угловые распределения, соответственно, статистических процессов (испарения и прекомпаунд-эмиссии) и нестатистического (прямого) процесса. Функция  $\sigma_1(\theta)$  - анизотропная, но симметричная относительно  $\theta=90^\circ$ , и аппроксимировалась как  $\sigma_1(\theta) = \sigma_1(90^\circ) (1 + \alpha \cos^2\theta)$ , где  $\alpha$  - параметр анизотропии. Функция  $\sigma_2(\theta)$ , имеющая асимметричную и изотропную компоненты, имеет вид  $\sigma_2(\theta) = \sigma_2(90^\circ) (1 + \gamma \cos\theta)$ , где  $\gamma$  - параметр асимметрии, который согласно [7] считался равным 0,5.

На рис. 1-7 представлены экспериментальные энергетические спектры протонов в системе центра масс для мишенных ядер  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  и  $\text{Ni}$ , а также полученные при разделении спектры протонов равновесного и неравновесных процессов реакции  $(n, p)$  и спектр протонов реакции  $(n, n'p)$ . Подгонка дала вклад неравновесных процессов в спектр реакции  $(n, p)$  для  $^{27}\text{Al}$ , равный 6,0%. В случае  $^{50}\text{Cr}$  для спектра в пределах 50-110° вклад неравновесных процессов составляет 16,4%, а для спектра в диапазоне 70-110°, симметричном относительно  $\theta=90^\circ$ , равен 14,7%. В случае  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  вклад неравновесных процессов в спектры реакции  $(n, p)$  лежит в пределах ошибок и не превышает 5%. Поэтому для данных ядер анализ экспериментальных спектров проведен без учета неравновесных процессов.

Для  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$  спектр протонов реакции  $(n, n'p)$  начинается с порога, определяемого зависимостью  $\sigma_c(\epsilon)$  от энергии. Для  $^{28}\text{Si}$  максимальная энергия протона из реакции  $(n, n'p)$  равна -2 МэВ, что совпадает с порогом регистрации протонов в данном эксперименте. Для  $^{56}\text{Fe}$  канал реакции  $(n, n'p)$  вследствие конкуренции реакции  $(n, 2n)$  закрыт до энергии  $\epsilon=2,65$  МэВ, а максимальная энергия протонов этой реакции не может превышать  $\epsilon_{\text{max}} = \epsilon_0 - S_p = 3,66$  МэВ. Таким образом, испускание протонов реакции  $(n, n'p)$  на  $^{56}\text{Fe}$  возможно только в энергетическом интервале шириной около 1 МэВ.

На рис. 8 изображены экспериментальные угловые распределения реакции  $(n, p)$  и расчетные угловые распределения, полученные при подгонке аппроксимирующего выражения. Из углового распределения для  $^{27}\text{Al}$  следует, что вклад прямого процесса близок к 50%. Расхождение этой оценки с результатом, полученным при анализе спектра протонов реакции  $(n, p)$  можно объяснить тем, что этот спектр имеет структуру из линий и их групп, и от применения к нему статистического рассмотрения трудно ожидать корректного результата. Поэтому предпочтение было отдано оценке доли прямого взаимодействия, найденной из углового распределения. Для  $^{50}\text{Cr}$  и  $^{54}\text{Fe}$  отсутствие данных при  $\theta > 120^\circ$  не давало возможности считать достаточно убедительным формальный результат для асимметричной компоненты, полученной при подгонке. Поэтому для  $^{50}\text{Cr}$  подгонялось выражение с таким же вкладом прямого процесса, который был найден при анализе спектра, проинтегрированного по углу в области  $\theta=7-110^\circ$ . Для  $^{54}\text{Fe}$  угловое распределение удовлетворительно описывается выражением  $1 + \cos^2\theta$  и не дает явного свидетельства о наличии заметной асимметричной составляющей. В реакции  $(n, p)$  на  $^{56}\text{Fe}$  экспериментальные значения  $\sigma(\theta)$  не позволяли выявить какую-либо структуру углового распределения. Поскольку данные не противоречили простейшему предположению об изотропности углового распределения, оно было принято и использовано в дальнейшем при расчете сечения реакции  $(n, p)$ .

Сечение реакции (n,p) для  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$  находилось интегрированием подогнанного углового распределения в полном диапазоне угла  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ :  $\sigma_{n,p} = 2\pi \int_0^\pi \sigma_{n,p}(\theta) \sin \theta d\theta$ . В случае  $^{56}\text{Fe}$  сечение реакции (n,p) было найдено как  $\sigma_{n,p} = 4\pi \overline{\sigma_{n,p}(\theta)}$ , причем усреднение  $\sigma_{n,p}(\theta)$  проводилось по наиболее надежным значениям для  $40, 60, 80^\circ$ . Для  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  и Ni сечение реакции (n,p) определялось как  $\sigma_{n,p} = 4\pi \sigma_{n,p}(80^\circ)$ . Распределение протонов реакции (n,p) во всех случаях считалось изотропным. Сечения и вклады равновесного и прямого процессов приведены в табл.1. Указанные погрешности соответствуют доверительной вероятности  $P=0,68$ .

Таблица 1

Ядро-мишень	$\sigma_{n,p}$ , мб	Вклад испарительного процесса, %	Вклад прямого процесса, %	$\sigma_{n,p'}$ , мб	$\sigma_{n,p} + \sigma_{n,p'}$ , мб
$^{27}\text{Al}$	$99 \pm 11$	54	46	$108 \pm 30$	$207 \pm 32$
$^{28}\text{Si}$	$289 \pm 13$	~100			$289 \pm 13$
$^{50}\text{Cr}$	$381 \pm 33$	85	15	$212 \pm 42$	$593 \pm 53$
$^{54}\text{Fe}$	$417 \pm 34$	~100		$240 \pm 30$	$657 \pm 43$
$^{56}\text{Fe}$	$139 \pm 25$	~100		$4,6 \pm 1,2$	$144 \pm 25$
$^{58}\text{Ni}$	$606 \pm 32$	~100		$358 \pm 22$	$964 \pm 39$
Ni	$432 \pm 32$	~100		$242 \pm 35$	$674 \pm 47$

В табл.2 приведены полученные из спектров протонов реакции (n,p) значения ядерной температуры  $T$  и параметра плотности уровней  $a$  возбужденного остаточного ядра. Для никеля естественного изотопного состава значения  $T$  и  $a$  имеют формальный характер.

Таблица 2

Ядро-мишень	Остаточное ядро	$T$ , МэВ	$a$ , МэВ $^{-1}$
$^{27}\text{Al}$	$^{27}\text{Mg}$	$1,68 \pm 0,07$	$3,98 \pm 0,33$
$^{28}\text{Si}$	$^{28}\text{Al}$	$2,1 \pm 0,3$	$2,7 \pm 1,0$
$^{50}\text{Cr}$	$^{50}\text{V}$	$1,42 \pm 0,06$	$5,69 \pm 0,45$
$^{54}\text{Fe}$	$^{54}\text{Mn}$	$1,53 \pm 0,01$	$5,11 \pm 0,24$
$^{56}\text{Fe}$	$^{56}\text{Mn}$	$1,41 \pm 0,02$	$5,74 \pm 0,24$
$^{58}\text{Ni}$	$^{58}\text{Co}$	$1,5 \pm 0,1$	$5,15 \pm 0,55$
Ni		$1,2 \pm 0,2$	$7,2 \pm 2,0$

### 3. Обсуждение результатов

Известно около 40 работ, в которых исследовались реакции с эмиссией протонов для  $^{27}\text{Al}$  при энергии нейтронов 14-15 МэВ. Более 20 из них выполнены активационным радиохимическим методом. Этот метод позволяет определить только одну величину - сечение реакции (n,p), являющуюся основной ветвью реакции (n,p). Усредненное по этим работам сечение  $\sigma_{n,p} = 74,4 \pm 3,4$  мб. Более информативными являются методы непосредственного измерения энергии и угла вылета протона. Основные из них - метод фотоэмульсий и метод телескопа счетчиков. Усредненное значение сечения, измеренное этими методами, равно  $\sigma_{n,p} = 86,6 \pm 9,0$  мб. Сечение реакции (n,p) на  $^{27}\text{Al}$  определялось только в пяти работах. Если не учитывать результат 17 мб, резко отличающийся от остальных, то среднее значение равно  $103 \pm 21$  мб. Отношение  $\sigma_{n,p'}/\sigma_{n,p} = 103/86,6 = 1,19$ . В [8,9] получены наибольшие отношения этих сечений, а именно 1,35 и 2,1. В [10] выполнен теоретический расчет по статистической теории и получены значения 72 и 79 мб для  $\sigma_{n,p}$  и  $\sigma_{n,p'}$ . Абсолютные значения сечений в

таких расчетах недостаточно надежны, но их отношение заслуживает большего доверия. В настоящей работе отношение сечений составляет 1,1, что согласуется с предшествующими экспериментальными и теоретическими результатами. Эти данные свидетельствуют о том, что в радиационной повреждаемости алюминия вклад реакции (n,p') может превышать вклад реакции (n,p). В [11], выполненной на спектрометре с телескопом счетчиков и квадролюльной магнитной фокусировкой, из проинтегрированного по углу спектра определено суммарное сечение реакций (n,p) и (n,p') при  $E_n=15$  МэВ. Результат  $\sigma_{n,p} + \sigma_{n,p'} = 399 \pm 60$  мб существенно превышает как суммарное сечение  $189 \pm 23$  мб, усредненное по предыдущим работам, так и суммарное сечение  $207 \pm 32$  мб настоящей работы. Причины такого расхождения в определенной мере могут быть связаны с особенностями методики измерения и обработки данных в [11].

Сечение реакции (n,p) на  $^{28}\text{Si}$  при энергии нейтронов 14-15 МэВ определялось в 13 работах. Из них 10 работ выполнены методом активации. Усредненное по этим работам сечение  $\sigma_{n,p} = 230 \pm 21$  мб. В [10], выполненной методом фотоэмульсии, получено  $\sigma_{n,p} = 243 \pm 22$  мб. Это единственная работа, в которой сделана попытка определить сечение реакции (n,p') на  $^{28}\text{Si}$  и найдено  $\sigma_{n,p'} = 27 \pm 22$  мб. Дело в том, что максимальная энергия протона из реакции  $^{28}\text{Si}(n,p)^{27}\text{Al}$  равна  $\sim 2$  МэВ, что лежит на уровне или ниже порога регистрации протонов в случае большинства экспериментов. В [12] использовались два кремниевых полупроводниковых детектора, включенных на совпадения, причем каждый являлся одновременно и мишенью, и детектором. Энергетические спектры измерены, начиная с энергии протонов  $\sim 6$  МэВ, в диапазоне углов  $0-180^\circ$ . С уменьшением энергии при данной методике измерения доля протонов, выходящих из мишени, монотонно убывает. Это равносильно уменьшению эффективности регистрации протонов и приводит к искажению полученного спектра. Однако коррекция этого искажения в работе не проводилась, и сечение не определялось. В работе приведены угловые распределения для последовательных энергетических интервалов. Методика телескопа счетчиков применена в [13]. Измерения проведены в диапазоне углов  $0-150^\circ$  с шагом  $30^\circ$ , что позволило получить угловое распределение, проинтегрированное по энергии. Сечение реакции (n,p) определено равным  $160 \pm 16$  мб. Вклад прямого процесса оценен в 10%. В данной работе использована методика телескопа счетчиков, для идентификации заряженных частиц и уменьшения фона спектрометра применялся анализ (E, $\Delta E$ ). Порог регистрации протонов снижен до 2 МэВ. Энергетический спектр протонов измерен при  $\theta=80^\circ$ . Сечение реакции (n,p) для  $^{28}\text{Si}$  получено равным  $289 \pm 13$  мб. Это значение сечения согласуется с результатами работ [10,14,15]  $243 \pm 22$ ,  $265,0 \pm 7,5$ ,  $269,4 \pm 9,8$  мб, но выше значения сечения, измеренного в [10]  $160 \pm 16$  мб, и среднего значения сечения реакции (n,p), определенного методом активации  $228 \pm 20$  мб.

К исследованию реакций с эмиссией протонов на  $^{50}\text{Cr}$  активационный метод неприменим, так как остаточное после реакции (n,p) ядро  $^{50}\text{V}$  является стабильным. Известны две экспериментальные работы для нейтронов с энергией около 14 МэВ. В [10] (метод фотоэмульсий) измерен энергетический спектр протонов этих реакций для угла вылета  $120^\circ$  при энергии нейтронов 14 МэВ, но в публикации спектр не приведен. Определены сечения реакций (n,p) и (n,p'), равные, соответственно,  $265 \pm 21$  мб и  $153 \pm 21$  мб. Относительные вклады реакций (n,p) и (n,p') в суммарное сечение, полученное в настоящей работе (65% и 35%), согласуются как с экспериментальными данными работы [10] (64% и 36%), так и со сделанными в этой работе расчетами по статистической теории (61% и 39%). В [16] измерены энергетические спектры протонов реакций (n,p), (n,p') при шести значениях угла вылета от  $22^\circ$  до  $135^\circ$  при  $E_n=14,8$  МэВ. Приведен проинтегрированный по углу спектр. Определено суммарное сечение реакций (n,p) и (n,p'), равное  $830 \pm 100$  мб. Суммарное сечение настоящей работы  $593 \pm 53$  мб занимает промежуточное положение между результатами [10]  $418 \pm 27$  мб и [16]. В [2] приведены рекомендованные значения  $\sigma_{n,p} = 300 \pm 50$  мб и  $\sigma_{n,p'} = 150 \pm 30$  мб. В [17] рекомендуется значение  $\sigma_{n,p} = 235 \pm 10$  мб. Полученные в настоящей работе значения и результат [16] дают основания для корректировки рекомендованных сечений.

Реакции с эмиссией протонов под действием нейтронов с энергией около 14 МэВ на  $^{54}\text{Fe}$  исследовались в 17 экспериментальных работах. В семи из них применялся активационный метод. Среднее значение сечения реакции (n,p) для этих работ  $\sigma_{n,p} = 308 \pm 29$  мб. В остальных работах измерялись энергетические спектры протонов при одном или нескольких значениях угла вылета, но сечение

реакции (n,p) определено только в четырех работах [16, 18-20], использовавших метод фотоэмульсий. Усредненное значение  $\sigma_{n,p} = 389 \pm 18$  мб. Разность двух средних значений дает оценку сечения реакции (n,pp)  $\sigma_{n,pp} = 81 \pm 34$  мб. Сопоставление результата настоящей работы  $\sigma_{n,p} = 417 \pm 34$  мб со средним значением  $308 \pm 29$  мб дает  $\sigma_{n,pp} = 109 \pm 45$  мб. Для дальнейшего уточнения сечения реакции (n,pp) требуются новые измерения. В отношении рекомендованных в [2] и [7] значений сечения реакции (n,p)  $365 \pm 30$  и  $287 \pm 13$  мб можно сказать, что они скорее всего занижены, так как при усреднении наибольший общий вес имели работы, выполненные активационным методом. Сечение реакции (n,p') определялось в тех же четырех работах. Среднее значение  $\sigma_{n,p'} = 214 \pm 5$  мб. Результат настоящей работы  $\sigma_{n,p'} = 240 \pm 30$  мб находится в удовлетворительном согласии с усредненным значением, однако рекомендованное в [2] сечение  $\sigma_{n,p'} = 110$  мб представляется заниженным. В [16] получено суммарное сечение обших реакций, равное  $900 \pm 110$  мб. Этот результат заметно превышает как суммарное сечение настоящей работы  $657 \pm 45$  мб, так и сумму усредненных значений по четырем упомянутым работам  $603 \pm 19$  мб.

Опубликовано 38 экспериментальных работ, в которых исследовались ядерные реакции с эмиссией протонов под действием нейтронов с энергией около 14 МэВ на  $^{56}\text{Fe}$  - основном изотопе железа. Из этих работ 26 выполнено активационным методом. Усредненное по этим работам сечение  $\sigma_{n,p'} = 112,0 \pm 1,6$  мб. Полное сечение реакции (n,p) определялось в четырех работах. Две из них [10, 18] выполнены методом фотоэмульсии, одна [13] - методом телескопа, одна [21] - методом детектора в защите. Усредненное по этим работам значение  $\sigma_{n,p} = 92 \pm 14$  мб. Полученное в настоящей работе сечение равно  $\sigma_{n,p} = 139 \pm 25$  мб. В [17] приведено рекомендованное значение  $\sigma_{n,p} = 98,3 \pm 2,6$  мб. Сечение реакции (n,p') для  $^{56}\text{Fe}$  определялось в двух работах [10, 18]. В [18] присутствие протонов реакции (n,p') в спектре для  $^{56}\text{Fe}$  не обнаружено. В [10] получено значение  $\sigma_{n,p'} = 35 \pm 7$  мб, но экспериментальный спектр в работе не приведен. Настоящая работа дает количественную оценку сечения реакции (n,p') и подтверждает вывод о том, что сечение реакции (n,p') на  $^{56}\text{Fe}$  мало. В [16] получен проинтегрированный по углу энергетический спектр эмиссии протонов для  $^{56}\text{Fe}$  при  $E_n = 14,8$  МэВ. В работе приведено только суммарное сечение эмиссии протонов, равное  $190 \pm 22$  мб, что превышает суммарное сечение настоящей работы и рекомендованные значения.

Реакция (n,p) на  $^{58}\text{Ni}$ , изучена в 14 работах. Из них 7 работ выполнены методом активации. Значения сечения, полученные в этих работах, лежат в пределах 125-560 мб. В [16] получен проинтегрированный по углу энергетический спектр протонов для  $^{58}\text{Ni}$  при  $E_n = 14,8$  МэВ. Приведено только суммарное сечение эмиссии протонов, равное  $1000 \pm 120$  мб. Если провести разделение экспериментального спектра на спектры реакции (n,p) и (n,p'), то для сечения реакции (n,p) получится значение  $585 \pm 80$  мб. В настоящей работе получено значение  $\sigma_{n,p} = 606 \pm 32$  мб. Рекомендованное в [17] значение  $\sigma_{n,p} = 344 \pm 17$  мб представляется заниженным. Сечение реакции (n,p') на  $^{58}\text{Ni}$  определялось в восьми работах. Полученные значения лежат в пределах  $150 \pm 415$  мб. В данной работе получено  $\sigma_{n,p'} = 357 \pm 22$  мб. В настоящей работе вклад в сечение реакции (n,p) неравновесных процессов, выходящий за пределы статистических ошибок, не обнаружен. Это не согласуется с результатами работы [22], где авторы рассчитали сечение прямого возбуждения низколежащих состояний в реакции  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  для нейтронов с энергией 0,1-6,5 и 18,5 МэВ и показали, что вклад прямого механизма в реакции составляет заметную величину и может определять поведение жесткой части спектра эмиссии протонов.

Ядерные температуры остаточных ядер из спектров протонов реакции (n,p) при энергии нейтронов около 14 МэВ определялись почти во всех работах, в которых эти спектры измерялись. В результатах проявляется определенная тенденция. Для каждого из этих ядер среднее значение ядерной температуры для работ, выполненных методом фотоэмульсий, заметно меньше среднего из работ с электронной регистрацией протонов. Например, для  $^{27}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Mn}$ ,  $^{58}\text{Co}$  значения первой группы работ, соответственно, дают среднее значение 1,25; 1,5; 1,17; 1,15; 1,2 МэВ и второй группы 1,81; 1,81; 1,52; 1,42; 1,61 МэВ. Значения ядерной температуры  $T$ , полученные в настоящей работе, для этих ядер лучше согласуются с результатами работ второй группы. Ядерная температура остаточного ядра  $^{50}\text{V}$  определялась только в одной работе [10], выполненной методом фотоэмульсии, и получено значение  $T = 1,1$  МэВ. В настоящей работе  $T = 1,42 \pm 0,06$  МэВ. Причинами этой тенденции возможно

являются специфические искажения спектра протонов в методе фотоэмульсий, например, в силу зависимости ионизационного дефекта регистрации от энергии протона и отсутствия соответствующей коррекции.

При сопоставлении найденных в настоящей работе значений параметра плотности уровней  $a$  с имеющимися систематиками этого параметра обращает на себя внимание то, что значения параметра из систематики [23] для  $^{50}\text{V}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ , и  $^{56}\text{Mn}$  7,00; 7,56; 7,84 МэВ $^{-1}$  значительно превышают экспериментальные значения, вычисленные по модели Ферми-газа с обычным смещением. Этот результат можно понимать как аргумент в пользу того, что из энергетических спектров определяется параметр  $a$  системы уровней ядра для одночастичных возбуждений, без учета коллективных степеней свободы. В [24] этот вывод делается в отношении плотности уровней деформированных ядер с  $A \geq 150$ . Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что данное утверждение, по-видимому, относится и к некоторым средним ядрам с  $A \sim 50-60$ . Из значения параметра  $a$  для ядра  $^{27}\text{Mg}$  трудно делать какие-либо выводы в связи с тем, что применение статистического рассмотрения для столь легкого ядра является проблематичным. Для  $^{28}\text{Al}$  значение  $a = 3,5 \pm 1,0$  МэВ $^{-1}$ , полученное в данной работе, согласуется со значением 3,9 МэВ $^{-1}$  из систематики [23]. Для  $^{58}\text{Co}$  найденное значение  $a = 5,14 \pm 0,55$  МэВ $^{-1}$  лучше согласуется со значением 5,4 МэВ $^{-1}$  из систематики [24], в которой вклады коллективных состояний исключаются из плотности уровней, и не согласуются с систематикой [23], дающей значение  $a = 8,12$  МэВ $^{-1}$ .

#### Заключение

1. Определены сечения реакции  $(n,p)$  и  $(n,p'\gamma)$  для исследованных ядер и сопоставлены с результатами других работ и рекомендованными сечениями.

2. Из анализа энергетических спектров и угловых распределений выявлены некоторые особенности, связанные с конкуренцией статистических процессов и прямого процесса в ядерной реакции  $(n,p)$ :

- а) вклад прямого взаимодействия в реакции на  $^{27}\text{Al}$  близок к 50%;
- б) в реакции на  $^{50}\text{Cr}$  вклад прямого взаимодействия оценен в 15%;
- в) в реакции на  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  вклад прямого процесса, выходящий за пределы статистических ошибок, не обнаружен.

3. По участкам спектров с  $V < V_c$  определены значения ядерной температуры и сопоставлены с имеющимися данными.

4. По найденным значениям  $T$  вычислены значения параметра  $a$  плотности уровней для нормального состояния возбужденных остаточных ядер и сопоставлены с основными систематиками этого параметра.

#### Список литературы

1. Vonach H. // Neutr. Induced React. Proc. 2-nd Int. Symp. Phys. and Appl. 1980. V.6. P.59.
2. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами. М.: Энергоиздат, 1982.
3. Клочкова Л.И., Ковригин Б.С. / Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике. 1984. Т.4. С.381.
4. Weisskopf V.P., Ewing D.H. // Phys. Rev. 1940. V.57. P.472.
5. Thomas T.D. // Nucl. Phys. 1964. V.53. P.558.  
Игнатюк А.В., Шорин В.С. // Ядерная физика. 1970. Т.12. С.1203.
6. Игнатюк А.В., Соколов Ю.В. // Ядерная физика. 1974. Т.19. С.1229.  
Симаков С.П. и др. // Ядерная физика. 1983. Т.38. N 1. С.3.
7. Бирюков Н.С. и др. // Ядерная физика. 1977. Т.25. N 4. С.767.  
Игнатюк А.В. и др.: Препринт ФЭИ-682, 1976.
8. Clover R.N., Weigold E. // Nucl. Phys. 1961. V.24. P.630.
9. Alvar K.R. // Nucl. Phys. 1972. V.195. P.289.
10. Allan D. // Nucl. Phys. 1961. V.24. P.274.
11. Grimes S.M., Haight R.C., Anderson T.D. // Nucl. Sci. and Eng. 1977. V.62. P.187.

12. Morgenstern H., e.a.//Nucl.Phys. 1966. V.83. P.369.
13. Hassler F.//Phys. Rev. 1962. V.125. P.1011.
14. Robertson J. e.a.//Nucl. Energy. 1973. V.27. P.139.
15. Щеболев В.Т., Рамендик З.А., Моисеев Н.Н./Материалы 3 Всесоюзн.совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. М.: ЦНИИАтоминформ, 1983, т.2, с.196.
16. Grimes S.M. e.a.//Phys.Rev.C. 1979. V.19. P.2127.
17. Badikov S.A., Pashchenko A.B. Comparative analysis of (n,p) reaction cross-section systematics for 14-15 MeV neutrons: Report FEI-2055(1989). 1991.
18. March P.V., Morton W.T.//Phil.Mag. 1958. V.3. P.143.
19. Allan D.//Nucl.Phys. 1959. V.10. P.348.
20. Allan D.//Proc.Phys.Soc. 1957. V.A70. P.195.
21. Storey R., Jack W., Ward A.//Proc.Phys.Soc. 1960. V.75. P.526.
22. Борзов И.Н., Проняев В.Г., Трыков Е.Л./Нейтронная физика. Материалы 1 Международной конференции по нейтронной физике. 1988. Т.2. С.144.
23. Vada H.//Nucl.Phys. 1970. V.A159. N 2. P.625.
24. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиринкин Г.Н.//Ядерная физика. 1979. Т.29. С.875.

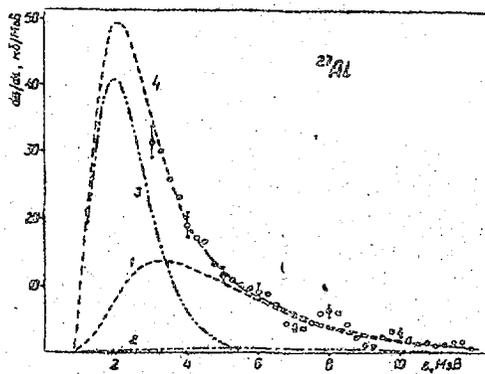


Рис.1. Спектр протонов реакций (n,p) и (n,p') на  $^{27}\text{Al}$ , проинтегрированный по углу  $\theta$  в пределах 7,5-127,5. Точки - экспериментальные данные настоящей работы. Расчетные спектры: 1 - равновесный спектр реакции (n,p); 2 - неравновесный спектр реакции (n,p); 3 - спектр протонов реакции (n,p'); 4 - суммарный спектр

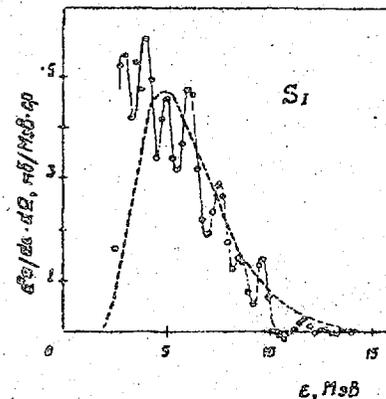


Рис.2. Спектр протонов реакции (n,p) на  $^{28}\text{Si}$ , измеренный при угле  $\theta=80^\circ$ . Точки - экспериментальные данные настоящей работы. Пунктирная кривая - расчетный спектр реакции (n,p)

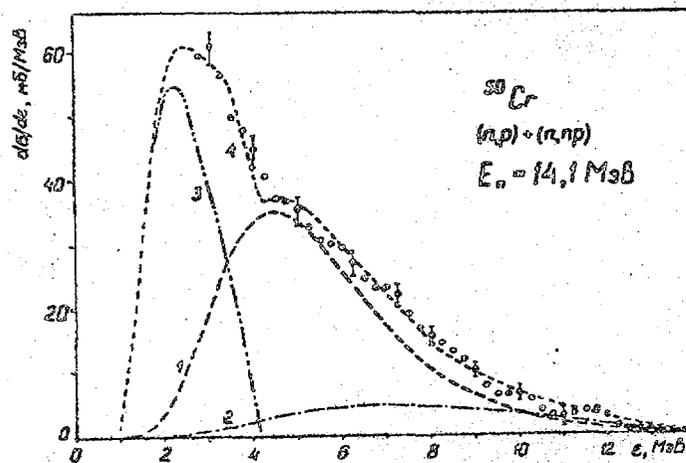


Рис.3. Спектр протонов реакций (n,p) и (n,p') на  $^{50}\text{Cr}$ , проинтегрированный по углу  $\theta$  в пределах 50-110°. Точки - экспериментальные данные настоящей работы. Расчетные спектры: 1 - равновесный спектр реакции (n,p); 2 - неравновесный спектр реакции (n,p); 3 - спектр протонов реакции (n,p'); 4 - суммарный спектр

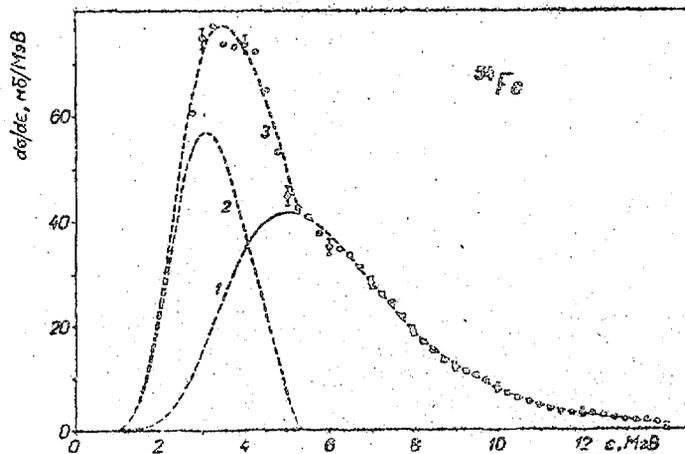


Рис.4. Спектр протонов реакций (n,p) и (n,p') на  $^{54}\text{Fe}$ , проинтегрированный по углу  $\theta$  в пределах  $50-110^\circ$ . Точки - экспериментальные данные настоящей работы. Расчетные спектры: 1 - спектр реакции (n,p); 2 - спектр протонов реакции (n,p'); 3 - суммарный спектр

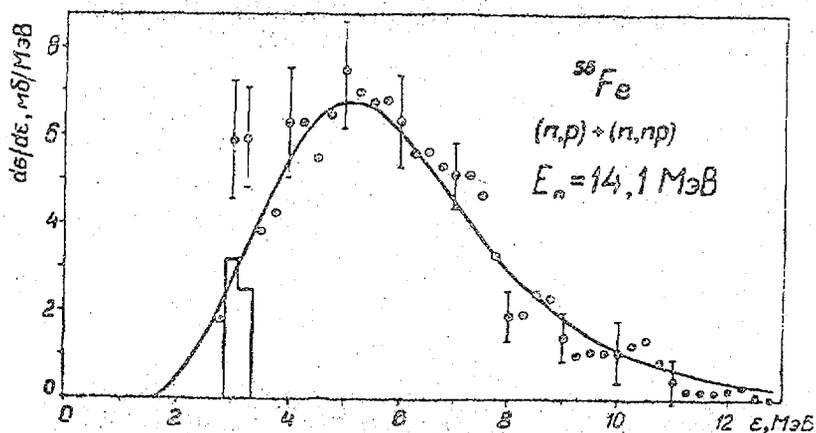


Рис.5. Спектр протонов реакций (n,p) и (n,p') на  $^{56}\text{Fe}$ , проинтегрированный по углу  $\theta$  в пределах  $30-70^\circ$ . Точки - экспериментальные данные настоящей работы. Плавная кривая - расчетный спектр реакции (n,p). Гистограмма - спектр протонов реакции (n,p')

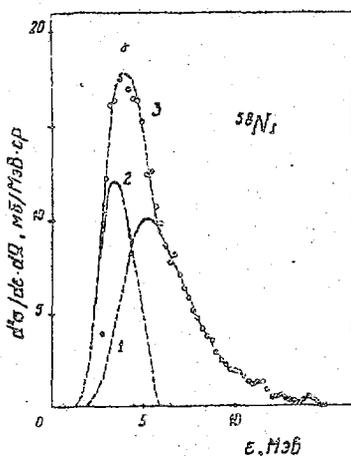


Рис.6. Спектр протонов реакций (n,p) и (n,p') на  $^{58}\text{Ni}$ , измеренный при угле  $\theta=80^\circ$ . Точки - экспериментальные данные настоящей работы. Расчетные спектры: 1 - равновесный спектр реакции (n,p); 2 - спектр протонов реакции (n,p'); 3 - суммарный спектр

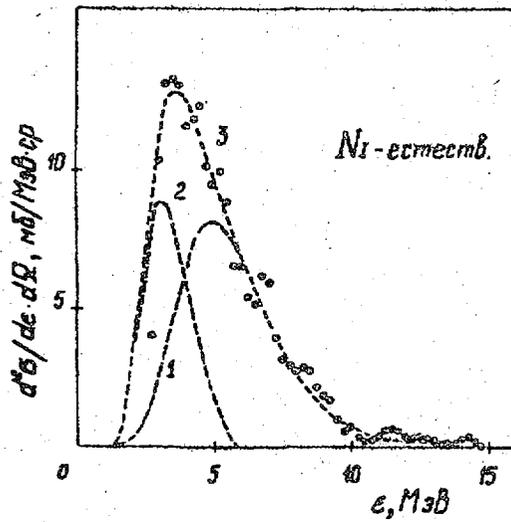


Рис.7. Спектр протонов реакций (n,p) и (n,p') на Ni, измеренный при угле  $\theta=80^\circ$ . Точки - экспериментальные данные настоящей работы. Расчетные спектры: 1 - равновесный спектр реакции (n,p); 2 - спектр протонов реакции (n,p'); 3 - суммарный спектр

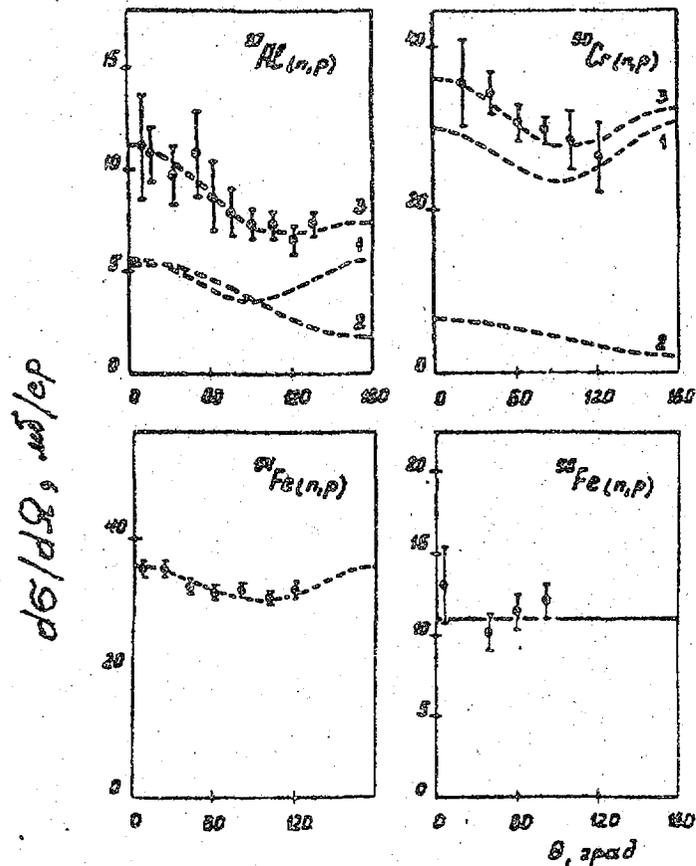


Рис.8. Угловые распределения протонов реакции (n,p) на  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ . Точки - экспериментальные данные настоящей работы. Расчетные кривые: 1 - угловое распределение статистических процессов; 2 - угловое распределение прямого процесса; 3 - суммарная кривая

УДК 539.172

## НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ИЗОТОПАХ ЦИРКОНИЯ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ УРОВНЕЙ

*Я.М.Крамаровский, Л.А.Победоносцев*

*Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург*

INELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS ON ZIRCONIUM ISOTOPES WITH EXCITATION OF INDIVIDUAL LEVELS. Inelastic scattering of neutrons with excitation individual levels for  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$  was studied by means of accompanying  $\gamma$ -radiation method.

The neutron energy range between excitation threshold and  $E_n=2400$  keV. Results are represented in tables and plots.

На первоначальном этапе исследования неупругого рассеяния нейтронов в основном касались ядер конструкционных элементов, а также делящихся ядер. По этому вопросу к настоящему времени накоплен обширный материал. Сейчас, по-видимому, актуальной следует считать задачу исследования реакций  $(n, n')$  на ядрах, расположенных в области максимумов массового распределения делятельного спектра. Это связано с тем обстоятельством, что по мере выгорания ядерного топлива все большее влияние на дальнейшую работу реактора будет оказывать накопление продуктов деления. В настоящее время не видно конкурентоспособной альтернативы ядерной энергетики. Один из путей ее совершенствования заключается в увеличении выгорания ядерного топлива. Неупругое рассеяние нейтронов характеризуется относительно большими сечениями, и его роль в искажении первичного нейтронного спектра очевидна.

Кроме вышеупомянутых причин, цирконий и сплавы на его основе занимают в ядерной энергетике особую роль, так как являются самым распространенным материалом для оболочек твэлов.

Реакция  $(n, n')$  для циркония исследовалась [1,2], но результаты для неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением конкретных уровней относятся лишь к основному изотопу -  $^{90}\text{Zr}$ .

Мы сделали попытку исследовать неупругое рассеяние нейтронов с возбуждением конкретных уровней для других изотопов циркония при использовании образца с естественным содержанием изотопов. Успешность такой попытки первоначально не была очевидной, так как процентное содержание  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$  и  $^{94}\text{Zr}$  в естественной смеси невелико, а в работах такого сорта необходимо использовать образец относительно небольшого размера и веса. Нами использовался образец из естественного циркония в виде цилиндра диаметром 1,55 см, высотой 2,8 см и весом 33,95 г, расположенный на расстоянии 10 см от мишени. Источником нейтронов служила реакция  $T(p, n)$ , применялись стандартные титан-третиевые мишени толщиной (0,2-0,3) мг/см<sup>2</sup>. Протоны получались от ускорителя ЭГ-5. Применялись методики сопутствующего  $\gamma$ -излучения [3]. Исходным в методике является излучение системы  $\gamma$ -уровней исследуемого ядра, приведенные на рис.1. На рис.2 и в табл.1 представлены данные для уровня 2186 кэВ  $^{90}\text{Zr}$ ; эти данные практически совпадают с более ранними результатами [1,2].

Интерпретация экспериментальных результатов для других изотопов циркония встречает ряд сложностей.

Так первое возбужденное состояние  $^{91}\text{Zr}$  распадается с испусканием  $\gamma$ -кванта с энергией 1204,8 кэВ, но в фоновых спектрах присутствует  $\gamma$ -линия с  $E_\gamma=1204,38$  кэВ от реакции  $^{74}\text{Ge}(n, \gamma)$  в материале детектора. Эти линии в эксперименте неразрешимы, поэтому трудно получить данные по неупругому рассеянию нейтронов на  $^{91}\text{Zr}$  с возбуждением этого уровня. Данные для уровней  $^{91}\text{Zr}$  с энергией возбуждения 1466,2 и 1882,2 кэВ приводятся на рис.3 и в табл.2.

Аналогичная трудность встречается для  $^{92}\text{Zr}$ : при переходе с 3 на 1 энергетический уровень ему соответствует  $E_\gamma=561,4$  кэВ, но в фоновом спектре присутствует  $\gamma$ -линия с  $E_\gamma=562,9$  кэВ от реакции  $^{76}\text{Ge}(n, \gamma)$ . К тому же неизвестен коэффициент ветвления при разрядке 4 возбужденного состояния. Поэтому мы не приводим данных для  $^{92}\text{Zr}$ . Но следует учесть то обстоятельство, что функция возбуждения  $\gamma$ -линии с  $E_\gamma=934,5$  кэВ от разрядки 1 возбужденного состояния  $^{92}\text{Zr}$  практически пол-

ностью совпадает с таковой от разрядки 1 возбужденного состояния  $^{94}\text{Zr}$  с  $E_\gamma = 918,79$  кэВ. Система уровней  $^{92}\text{Zr}$  и  $^{94}\text{Zr}$  идентичны, поэтому не следует ожидать существенных отличий в сечениях неупругого рассеяния нейтронов на этих ядрах. Сложностей в обработке спектров от  $^{94}\text{Zr}$  нет, данные для этого ядра приведены на рис. 4 и в табл. 3. Процентное содержание  $^{96}\text{Zr}$  в естественной смеси мало (2,8%), и мы не видим от этого ядра  $\gamma$ -переходов в наших спектрах.

Поток нейтронов на образец определялся с помощью миниатюрной ионизационной камеры с известным количеством  $^{235}\text{U}$  путем регистрации осколков деления; камера крепилась непосредственно к образцу. В результаты внесены поправки на конечную геометрию.

Таблица 1

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на  $^{90}\text{Zr}$  с возбуждением уровня 2186 кэВ

Еп, кэВ	Сечения, мб
2380	285±20
2350	170±15
2320	135±10
2290	85±7
2260	60±7
2230	40±7

Таблица 2

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на  $^{91}\text{Zr}$  с возбуждением уровней 1466,2 и 1822,2 кэВ

Еп, кэВ	Сечения, мб	
	уровень 1466,2 кэВ	уровень 1822,2 кэВ
2380	360±25	180±13
2350	375±25	180±13
2320	350±25	190±14
2290	450±40	230±16
2260	500±35	250±18
2330	570±40	290±20
2200	560±40	320±22
2170	500±35	260±20
2140	490±30	200±14
2110	550±40	110±8
2080	480±30	
2050	530±40	
2010	650±50	
1960	425±30	
1920	470±30	
1870	480±30	
1810	400±25	

E <sub>n</sub> , кэВ	Сечения, мб	
	уровень 1466,2 кэВ	уровень 1882,2 кэВ
1760	510±40	
1720	350±30	
1660	350±30	
1610	250±25	
1560	150±20	

Таблица 3

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на <sup>94</sup>Zr  
с возбуждением уровней 918, 1300, 1469 и 1671 кэВ

E <sub>n</sub> , кэВ	Сечения, мб			
	уровень 918,8 кэВ	уровень 1300 кэВ	уровень 1469,8 кэВ	уровень 1671,5 кэВ
2380	750±50	140±12	180±10	320±20
2350	790±50	150±13	165±9	330±20
2320	880±60	150±13	100±8	370±30
2290	980±60	180±15	108±8	360±30
2260	800±50	170±13	147±11	330±20
2230	800±50	140±12	115±9	310±20
2200	770±55	160±14	97±8	330±20
2170	860±60	140±12	135±10	320±25
2140	860±60	150±13	135±10	350±30
2110	850±60	155±13	150±12	350±30
2080	660±50	120±12	145±12	320±15
2050	660±50	140±12	92±8	260±20
2010	490±60	180±15	105±9	190±20
1960	730±50	155±13	100±8	160±12
1920	660±50	160±14	120±3	80±6
1870	730±50	180±16	90±8	
1810	714±50	200±17	140±12	
1760	720±50	230±17	120±9	
1720	760±60	260±19	60±7	
1680	690±50	227±17	70±6	
1610	760±60	215±17	30±5	
1560	810±60	160±14		
1510	760±60	170±15		
1460	620±50	130±13		
1410	630±50	35±7		
1360	410±30	50±5		

E <sub>n</sub> , кэВ	Сечения, мб			
	уровень 918,8 кэВ	уровень 1300 кэВ	уровень 1469,8 кэВ	уровень 1671,5 кэВ
1310	410±30			
1260	380±30			
1200	230±20			
1150	200±20			
1110	110±10			

Список литературы

1. S.S.Glickstein, G. Tessler and M.Goldsmith//Phys.Rev. C. V.4. N5. P.1886. 1971.
2. Немилев Ю.А., Победоносцев Л.А., Крамаровский Я.М.//Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. Вып.4. С.3. 1990.
3. Немилев Ю.А., Победоносцев Л.А., Крамаровский Я.М. Нейтронная физика. 1988. Часть 3. С.226.

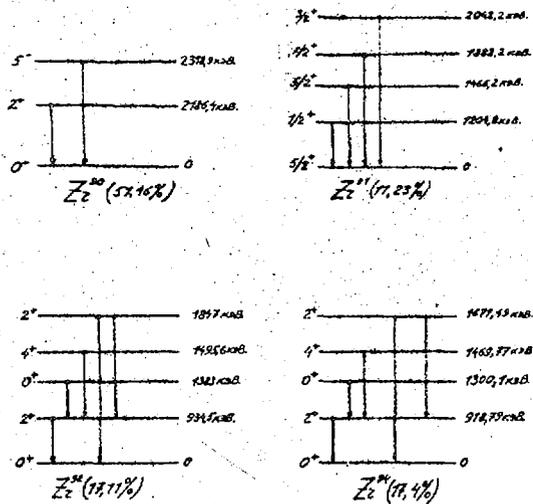


Рис.1 Системы низкорасположенных уровней для изотопов циркония

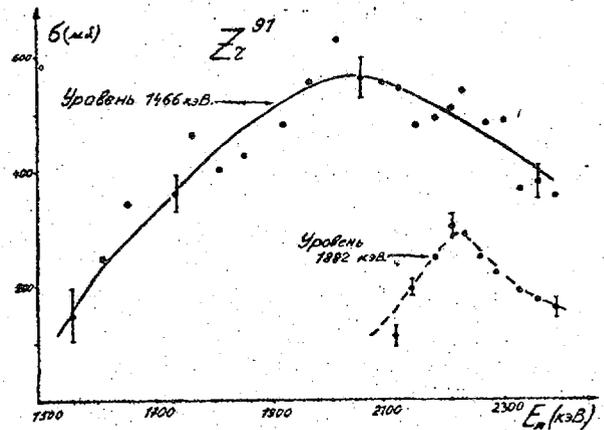


Рис.2 Функция возбуждения неупругого рассеяния нейтронов для уровня 2186 кэВ на <sup>90</sup>Zr

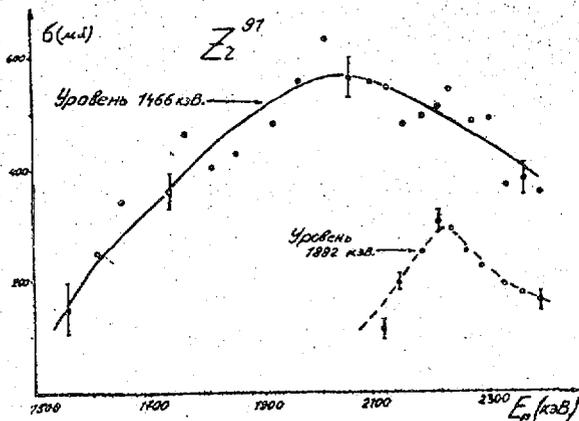


Рис.3. Функции возбуждения неупругого рассеяния нейтронов для уровней 1466 и 1882 кэВ на <sup>91</sup>Zr

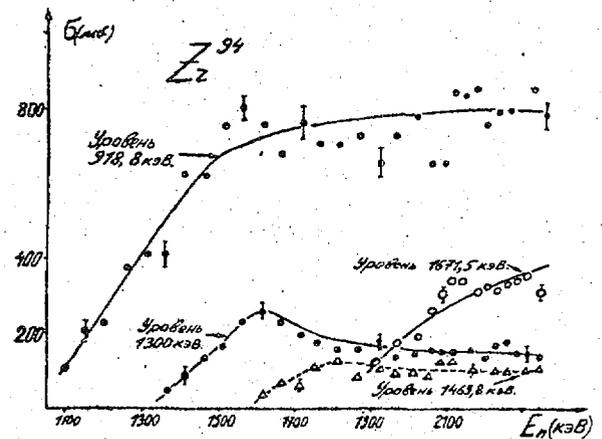


Рис.4. Функции возбуждения неупругого рассеяния нейтронов для уровней 918; 1300; 1469 и 1671 кэВ на <sup>94</sup>Zr

УДК. 539.172.4

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ  $^{232}\text{Th}$  И  $^{197}\text{Au}$   
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 0,8-2,5 МэВ

А.Н. Давлетшин, Е.В. Теплов, А.О. Тупунков, В.А. Толстиков  
Физико-энергетический институт, г. Обнинск

И.А. Корж, В.Д. Овдиенко, Н.М. Правильный, Н.Т. Скляр, В.А. Мищенко  
Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

NEUTRON RADIATIVE CAPTURE CROSS SECTION FOR  $^{232}\text{Th}$  AND  $^{197}\text{Au}$  BETWEEN 0,8 AND 2,5 MeV. With help of the activation method the cross-sections of a radiative capture of neutrons for thorium-232 in the energy range from 0,82 to 2,44 MeV relative to  $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$  and  $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$  have been measured. As the neutron source served the reaction  $T(p,n)^3\text{He}$  carried out on the Van-de-Craaf accelerator in Inst. Jadernykh Issled. AN Ukrainskoj SSR, Kiev. The induced activity recording was made with the Ge(Li) detector according to the gamma-line  $^{233}\text{U}$  with  $E=312$  keV. At the same time the cross-section of the radiative capture for  $^{197}\text{Au}$  relative to  $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$  has been determined.

Экологические последствия использования традиционного топлива (уголь, нефть), парниковый эффект, загрязнение среды обитания продуктами сгорания (в т.ч. радиоактивными), требуют перехода к безопасной атомной энергетике. Общественное мнение цивилизованного мира в последнее время приобретает тенденцию в сторону атомных электростанций. Но, как известно, тепловые реакторы проблему энергетики в перспективе не решают. Поэтому продолжают идеологические и конструкторские проработки концепций безопасных бридер-реакторов, сырьем для расширенной наработки  $^{239}\text{Pu}$  в которых является  $^{238}\text{U}$ . Здесь достигнуты успехи, в частности, с точки зрения обеспеченности ядерными константами проблем расчета бридеров.

Но в природе имеются значительно большие запасы и другого ядерного сырья - тория. Захват нейтронов в нем приводит к образованию иного горючего -  $^{233}\text{U}$ . Однако, такого технологического опыта и знания констант (в частности, захвата нейтронов), которые достигнуты для уран-плутониевого цикла, здесь пока нет.

В экономически развитых странах (США, Франция, ФРГ и т.д.) приняты широкомасштабные национальные программы по ториевому циклу. Они включают в себя исследование ядерных констант в дифференциальных и интегральных экспериментах. Такая программа реализуется и в СССР, настоящая работа выполнена в ее рамках. Проведена она с целью получения более надежных данных по  $\sigma_{n,\alpha}^{232}\text{Th}$ , т.к. наши предварительные измерения привели к получению более низких значений сечений захвата  $^{232}\text{Th}$ , чем в оценке ENDF/B-V.

Методика измерений

Сечение радиационного захвата  $^{232}\text{Th}$  было измерено относительно сечений  $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$  и  $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$ . Связь между измеряемым сечением и эталонным  $\sigma_{n,f}^{197}\text{Au}$  выражается соотношением:

$$\sigma_{n,\gamma}(\langle E_n \rangle) = \sigma_{n,\gamma}^{\text{эт}}(\langle E_n \rangle^{\text{эт}}) \cdot \frac{\eta(E_\gamma^{\text{эт}})}{\eta(E_\gamma)} \cdot \frac{N_{\gamma 0}}{N_{\gamma 0}^{\text{эт}}} \cdot \frac{N_{\text{я}}^{\text{эт}}}{N_{\text{я}}} \cdot \frac{f(\lambda, t)}{f(\lambda^{\text{эт}}, t^{\text{эт}})} \cdot \frac{C_\varphi^{\text{эт}}}{C_\varphi} \cdot \Gamma^{\text{эт}}(1)$$

Здесь величины с индексом "эт" относятся к золоту, без индекса - к торию. Обозначения:  $\langle E_n \rangle$  - средняя энергия нейтронов, попадающих в образец;  $\eta$  - эффективность Ge(Li) детектора при регистрации гамма-квантов энергии  $E_\gamma$  соответствующего образца;  $N_{\text{я}}$  - число активизируемых ядер в образце;  $f(\lambda, t)$  - временной множитель, приводящий величину  $N_{\gamma 0}$  к моменту окончания облучения;  $C_\varphi$  - поправка на непостоянство нейтронного потока во времени.

Величина  $N_{\gamma 0}$  вычисляется по формуле:

$$N_{\gamma 0} = \frac{B \cdot N_{\gamma}}{T_{\text{ж}}}, \quad (2)$$

где  $N_{\gamma}$  - площадь гамма-пика за время измерения активности;  $B$  - поправка на рассеянные на экспериментальной установке и в помещении нейтроны;  $T_{\text{ж}}$  - поправка на "мертвое" время канала регистрации.

Значение величины  $I$  определяется численным интегрированием:

$$I = (1 + \beta \cdot D) \int_{\Delta E} N(E) dE, \quad (3)$$

где  $\Delta E$  - интервал энергий нейтронов, попадающих в образец;

$(1 + \beta D)$  - множитель, учитывающий энергетический ход сечения в интервале  $\Delta E$ ;  $N(E)$  - энергетический спектр нейтронов из источника, попадающих в образец в пределах соответствующего телесного угла. Более подробная информация по использованной методике измерений и необходимые ссылки имеются в работах [1, 2].

Для случая измерения  $\sigma_{n,\gamma}^{232}\text{Th}$  относительно  $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$  соотношение (1) имеет аналогичный вид, но члены с индексом "эт" относятся к камере деления. При этом, величина  $f(\lambda^{\text{эт}}, t^{\text{эт}}) = 1$ ,  $N_{\gamma}$  - есть число актов деления, зарегистрированных за время облучения, а  $\eta^{\text{эт}}$  - эффективность регистрации актов деления камерой.

Несколько замечаний относительно величины  $\langle E_n \rangle$ . Использованная методика обработки результатов эксперимента позволяет получить величину сечения для определенного значения энергии нейтронов  $\langle E_n \rangle$  при использовании монохроматического источника нейтронов. Это значение определяется выражением [1]:

$$\langle E_n \rangle = \frac{\int_{\Delta E} E \cdot N(E) dE}{\int_{\Delta E} N(E) dE}. \quad (4)$$

Величины  $\langle E_n \rangle$  и  $\langle E_n^{\text{эм}} \rangle$  практически совпадают для пары Au-Th и заметно различаются для пары U-Th. Эти величины приведены в таблице результатов эксперимента. Там же приведены значения  $\pm \sqrt{D}$ , где  $D$  - дисперсия спектра  $N(E)$ .

### Эксперимент

Источником нейтронов служила реакция  $T(p,n)^3\text{He}$ , осуществленная на электростатическом ускорителе ЭГ-5 ИЯИ АН УССР. Были использованы титан-третиевые мишени толщиной 1 мг/см<sup>2</sup> (142 кэВ на пороге реакции). Охлаждение мишени производилось воздухом под давлением.

Экспериментальная сборка для облучения образцов подобна использованной в работах [1, 2]. Образцы крепились на мишенном узле специальным держателем на расстоянии ~4 см от источника нейтронов вплотную друг к другу. Ториевые образцы ( $\text{ThO}_2$ ) упакованы в контейнеры из нержавеющей стали толщиной 0,01 см. Диаметр образцов 2 см, толщина золотого образца 0,02 см, ториевого 0,07 см, массы образцов 1,0 г.

Проточная камера деления имеет тонкостенный корпус (0,01 см) из нержавеющей стали, масса слоя  $^{235}\text{U}$  1,277 мг, толщина слоя 0,405 мг/см<sup>2</sup>, обогащение 99,99%. Расстояние от слоя до источника нейтронов составляло около 5,5 см.

Поправка на непостоянство потока нейтронов во времени определялась, используя показания монитора ( $\text{BF}_3$  - счетчик).

Регистрация наведенной активности в золотом образце производилась  $\text{Ge}(\text{Li})$  детектором по линии  $^{198}\text{Au}$  с  $E_{\gamma} = 411,8$  кэВ ( $T_{1/2} = 2,696$  дня), а в ториевом образце по линии  $^{233}\text{U}$  с  $E_{\gamma} = 311,9$  кэВ ( $T_{1/2} = 27,0$  дня). Образцы располагались на поверхности детектора в жестко фиксированном положении. Необходимая при обработке результатов измерений информация (сечение активации тепловыми нейтронами, периоды полураспада, вероятности выхода гамма-квантов) была взята из работ [3, 4].

Управление электронной частью экспериментальной установки и обработка результатов эксперимента производилась с использованием ЭВМ СМ-1420.

## Измерение эффективности регистрации

В этом разделе для удобства обсуждения результатов измерений эффективностей будем использовать другие обозначения:  $\eta_{312}$ ,  $\eta_{412}$ ,  $\eta_{\text{кд}}$  - эффективности регистрации гамма-квантов для ториевого, золотого образцов и актов деления в камере деления;  $N_{\text{Th}}$ ,  $N_{\text{Au}}$ ,  $N_{\text{U}}$  - числа активируемых ядер в ториевом, золотом образцах и ядер урана-235 в активном слое камеры деления;  $\sigma_{n,\gamma}(\text{Th})$ ,  $\sigma_{n,\gamma}(\text{Au})$ ,  $\sigma_{n,f}$  - сечения взаимодействия с нейтронами для тория, золота, урана-235, соответственно;  $N_{312}$ ,  $N_{412}$ ,  $N_{\text{кд}}$  - числа отсчетов для образцов из тория, золота и камеры деления, соответственно. Величины с верхним индексом "th" относятся к облучению потоком тепловых нейтронов, а без индекса - к облучению быстрыми нейтронами. Облучения тепловыми нейтронами, необходимые для определения искомых эффективностей, были проведены на каналах реактора ВВРМ ИЯИ АН УССР.

При обработке результатов измерения величин  $\eta_{312}$ ,  $\eta_{412}$ ,  $\eta_{\text{кд}}$  были внесены поправки на ослабление потока тепловых нейтронов и гамма-квантов в образцах и стенках контейнеров, а также необходимые временные поправки.

Эффективности регистрации гамма-квантов  $\eta_{312}$ ,  $\eta_{412}$  Ge(Li) детектором были определены, используя набор стандартных гамма-источников ОСГИ-3-2. Так как образцы имеют диаметр 20 мм, а стандартные источники практически точечные, то при измерении эффективности источники и образцы располагались на расстоянии 50 см от детектора. На таком расстоянии активируемый образец можно считать точечным.

Зависимость эффективности от энергии гамма-квантов в интервале 0,24-0,66 МэВ была определена по 9-ти гамма-линиям источников  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ . Используя полученные значения эффективностей, измерены абсолютные активности золотого и ториевого образцов, облученных тепловыми нейтронами. После этого были проведены измерения активностей этих же образцов при таком их расположении на поверхности Ge(Li) детектора, которое использовалось при измерении активностей образцов, облученных на ускорителе. По результатам этих измерений были вычислены величины эффективностей  $\eta_{312}$ ,  $\eta_{412}$ :  $\eta_{412} = 3,398 \cdot 10^{-2} \pm 3,4\%$ ,  $\eta_{312} = 2,148 \cdot 10^{-2} \pm 3,5\%$ . При этом были использованы следующие величины квантовых выходов:  $P_{312} = 0,36$ ,  $P_{412} = 0,9555$ .

Эффективность регистрации актов деления  $\eta_{\text{кд}}$  была определена по результатам регистрации амплитудного спектра импульсов от камеры деления, облучаемой известным потоком тепловых нейтронов. Величина потока была определена по наведенной активности золотого образца, облученного в том же потоке. Получено значение  $\eta_{\text{кд}} = 0,979 \pm 3\%$ . Отметим, что это значение относится к некоторому выбранному порогу регистрации амплитуд импульсов, что было учтено при обработке результатов эксперимента, проведенного на ускорителе. При вычислении величины  $\eta_{\text{кд}}$  были использованы следующие значения сечений для тепловых нейтронов:  $\sigma_{n,\gamma}^{\text{th}}(\text{Au}) = 98,86 \pm 0,3\%$ ,  $\sigma_{n,f}^{\text{th}} = 582,26 = \pm 0,2\%$ .

Вычисление сечений радиационного захвата производилось по формуле (1), используя приведенные выше значения эффективностей  $\eta_{312}$ ,  $\eta_{412}$ ,  $\eta_{\text{кд}}$ . Однако, следует обратить внимание на некоторые особенности результатов по  $\sigma_{n,\gamma}(\text{Th})$ , получаемых относительно разных стандартов сечений (будем опускать те члены в формуле (1), которые не существенны для нашего обсуждения).

Для стандарта  $\sigma_{n,\gamma}(\text{Au})$  сечение  $\sigma_{n,\gamma}(\text{Th})$  пропорционально величинам:

$$\sigma_{n,\gamma}(\text{Th}) \approx \left( \frac{N_{312} \cdot \sigma_{n,\gamma}(\text{Au})}{N_{412}} \right) \cdot \frac{\eta_{412}}{\eta_{312}} \cdot \frac{N_{\text{Au}}}{N_{\text{Th}}} \quad (5)$$

В скобках указаны величины, зависящие от энергии нейтронов. Для стандарта  $\sigma_{n,f}$ , учитывая описанную выше процедуру измерения величины  $\eta_{\text{кд}}$ , имеем такое соотношение:

$$\sigma_{n,\gamma}(\text{Th}) \approx \left( \frac{N_{312} \cdot \sigma_{n,f}}{N_{\text{кд}}} \right) \cdot \frac{\eta_{412}}{\eta_{312}} \cdot \frac{N_{\text{Au}}}{N_{\text{Th}}} \cdot \frac{N_{\text{кд}}^{\text{th}}}{N_{412}^{\text{th}}} \cdot \frac{\sigma_{n,\gamma}^{\text{th}}(\text{Au})}{\sigma_{n,f}^{\text{th}}} \quad (6)$$

Следует отметить, что выражение (6) не зависит от числа ядер урана-235 в активном слое камеры деления, а от  $N_{\text{Au}}$ , которое можно определить с меньшими систематическими погрешностями. В то же

время, имеется связь между выражениями (5) и (6) через эффективности, что приводит к общим систематическим погрешностям для значений  $\sigma_{n,\gamma}(\text{Th})$ , измеренных относительно обоих стандартов.

Сделаем еще несколько замечаний, относящихся к возможным систематическим погрешностям.

Использованный способ определения отношения  $\eta_{412}/\eta_{312}$  по одной и той же зависимости  $\eta(E_\gamma)$  уменьшает возможные систематические погрешности.

Была проведена проверка значения эффективности  $\eta_{412}$  следующим способом. Активность образца из золота, облученного тепловыми нейтронами, была измерена также на другом Ge(Li) детекторе (в ФЭИ), для которого эффективность регистрации гамма-квантов с  $E_\gamma=412$  кэВ была определена, используя измерение абсолютной активности образца методом  $4\pi\beta-\gamma$  совпадений. Полученные в первом и во втором измерениях значения числа активных ядер  $^{198}\text{Au}$  на момент окончания облучения равнялись:  $N_1=8,04 \cdot 10^8 \pm 3,4\%$ ,  $N_2=7,92 \cdot 10^8 \pm 1,7\%$ , т.е. различие составило 1,5%.

Данные, полученные при облучении в одном и том же потоке тепловых нейтронов ториевого образца и камеры деления, позволяют получить значение  $\sigma_{n,\gamma}(\text{Th})$  относительно стандарта  $\sigma_{n,f}$  еще одним способом. В этом случае получаем такое соотношение:

$$\sigma_{n,\gamma}(\text{Th}) \approx \left( \frac{N_{312} \sigma_{n,f}}{N_{\kappa\delta}} \right) \cdot \frac{N_{\kappa\delta}^{th}}{N_{312}^{th}} \cdot \frac{\sigma_{n,\gamma}^{th}(\text{Th})}{\sigma_{n,f}^{th}} \quad (7)$$

Очевидно, что оно существенно отличается от соотношения (6) в части, не зависящей от энергии быстрых нейтронов. Подчеркнем, что соотношение (7) не зависит от количества участвующих в реакциях ядер тория и урана. Вычисленные по соотношениям (6) и (7) значения сечения  $\sigma_{n,\gamma}(\text{Th})$  для  $E_n=1030$  кэВ равнялись  $108,0 \pm 5,6$  мб и  $108,9 \pm 4,6$  мб, соответственно. Использованное значение  $\sigma_{n,\gamma}^{th}(\text{Th}) = 7,406 \pm 1,1\%$ .

Из приведенной информации можно сделать вывод, что не зависящие от энергии быстрых нейтронов величины в соотношениях (5) и (6) не вносят заметных систематических погрешностей.

#### Поправки на рассеянные нейтроны

Для любого детектора поправка В (2) на рассеянные нейтроны, вызывающие дополнительный эффект в детекторе, определяется в соответствии с моделью:

$$N_\gamma = N_{\gamma 0} + N_{\text{фр}} + N_{\text{фп}} \quad (8)$$

Здесь  $N_\gamma$  - измеряемый эффект от детектора;  $N_{\gamma 0}$  - эффект, обусловленный нейтронами, попавшими в детектор непосредственно из источника;  $N_{\text{фр}}$  - эффект от нейтронов, рассеянных на элементах экспериментальной установки;  $N_{\text{фп}}$  - фон помещения.

Преобразовав выражение (8), получим соотношение (2) (без поправки на "мертвое" время канала регистрации):

$$N_{\gamma 0} = N_\gamma (1 - \Delta N_{\text{фр}} - \Delta N_{\text{фп}}) = N_\gamma (B_\gamma - \Delta N_{\text{фп}}) = N_\gamma B \quad (9)$$

Связь введенных новых обозначений с использованными выше величинами пояснений не требует.

Как следует из соотношения (9), поправка В состоит из двух компонент:  $B_\gamma$  и  $\Delta N_{\text{фп}}$ .

Величина  $\Delta N_{\text{фп}}$  была измерена экспериментально в виде отношения эффектов от детектора, облученного в двух положениях: 1) на расстоянии  $\sim 2$  м от источника нейтронов; 2) в стандартном положении на расстоянии 4-5 см от источника. При изменении энергии нейтронов в интервале 0,8-2,4 МэВ значения  $\Delta N_{\text{фп}}$  менялись в пределах 0,065-0,105 для образцов из золота, 0,040-0,025 для камеры деления, а для ториевых образцов вклад нейтронов, рассеянных в помещении, был равен нулю. Погрешность измерения величин  $\Delta N_{\text{фп}}$  составила 0,02-0,03.

Величина  $B_\gamma$ , учитывающая влияние нейтронов, рассеянных на конструкциях экспериментальной сборки, была определена расчетным путем. Расчеты проведены с использованием комплекса программ BRAND [5]. Геометрическая конфигурация экспериментальной сборки при расчете воспроизведена практически точно. Масса сборки 297 г. Отметим, что дополнительные расчеты показали, что основной эффект создают элементы сборки, расположенные на расстоянии 5-6 см от источника нейтронов; в нашем случае эти элементы имеют массу 70 г. Химический состав сборки - 15 элементов.

Данные по кинематике реакции  $T(p,n)^3\text{He}$  взяты из работы [6]. При розыгрыше истории нейтрона энергия меняется от максимальной до 5 эВ. Статистическая погрешность расчета (без учета погрешностей, использованных при расчете констант) составила  $\sim 0,3\%$ .

На рис. 1 приведены результаты вычисления поправки В (объединяющей результаты эксперимента и расчета) для трех детекторов в исследованном диапазоне энергии нейтронов. Суммарная погрешность величины В составила 2% для образцов из тория, не более 3,1% для образцов из золота, 2,1% для камеры деления.

Из-за наличия в охлаждающем воздухе частиц масла из компрессора в процессе облучения на золотом образце появлялись капли масла. Была сделана приближенная оценка их влияния: при возрастании энергии облучающих нейтронов увеличение активности золотого образца составляет от 2,4% до 1,7%. Однако, эта информация не была использована при обработке результатов измерений.

Результаты измерений

Результаты проведенных экспериментов по измерению сечения радиационного захвата тория-232 приведены в таблице и на рис. 2. В таблице приведены использованные значения стандартных сечений (библиотека ENDF/B-6) и их погрешности (в комментариях авторов оценки указано, что их величины не являются окончательными).

Результаты измерения сечений радиационного захвата нейтронов для тория-232 и золота-197 (все погрешности указаны в процентах)

№№ п/п	Данные из библиотеки ENDF/B-6				Результаты измерений			
	Золото-197		Уран-235		$\sigma_{п,у}$ , мб			
	$\langle E_n \rangle$ , кэВ	$\sigma_{п,у}$ , мб	$\langle E_n \rangle$ , кэВ	$\sigma_{п,ф}$ , б	Торий-232			Золото-197
				$\langle E_n \rangle$ , $\sqrt{D}$ кэВ	отн. $\sigma_{п,у}$	отн. $\sigma_{п,ф}$	отн. $\sigma_{п,ф}$	
1	813,3	89,0±2,1	819,9	1,113±0,6	813,3 35,3	138,5±7,6	143,5±6,3	92,2±4,4
2	1030	79,4±2,5	1038	1,196±0,6	1030 33	112,7±6,5	113,4±5,9	80,4±3,4
3	1533	67,2±1,8	1543	1,237±0,6	1533 30	91,0±6,3	96,2±5,9	70,9±3,75
4	2036	51,6±2,1	2048	1,271±0,6	2036 30	58,8±6,2	55,8±5,9	48,2±3,7
5	2435	35,2±3,0	2450	1,253±0,6	2435 31	36,8±7,1	34,6±6,3	35,6±3,7

Указанные в таблице погрешности  $\sigma_{п,у}$  для тория-232 вычислены квадратичным сложением приведенных выше погрешностей величин, входящих в формулу (2), и погрешностей, обусловленных статистическим разбросом при регистрации излучений. Отметим, что оценки случайных погрешностей, возможно, немного завышены.

Выше была приведена информация, свидетельствующая о том, что систематические погрешности экспериментальных результатов должны быть невелики. Действительно, имеющееся систематическое различие между величинами сечений, полученными относительно двух стандартов, не превышает указанных в таблице случайных погрешностей (меняется от -3,5% до +6,4%). Тем не менее, можно предполагать, что это различие может иметь причиной, как систематические погрешности при расчете поправок В, так и систематические погрешности в опорных сечениях.

На рис. 2. приведены оцененные данные для  $\sigma_{п,у}^{232}\text{Th}$  из двух библиотек (последняя по времени JENDL-3 относится к 1987 году). Наши результаты ближе к оценке JENDL-3, но лежат систематически ниже ее на 1,5-14%.

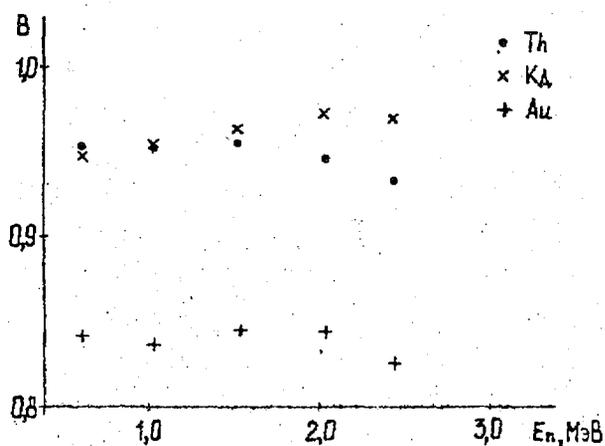


Рис.1. Поправки на рассеянные нейтроны для образцов из  $\text{ThO}_2$ , Au и камеры деления

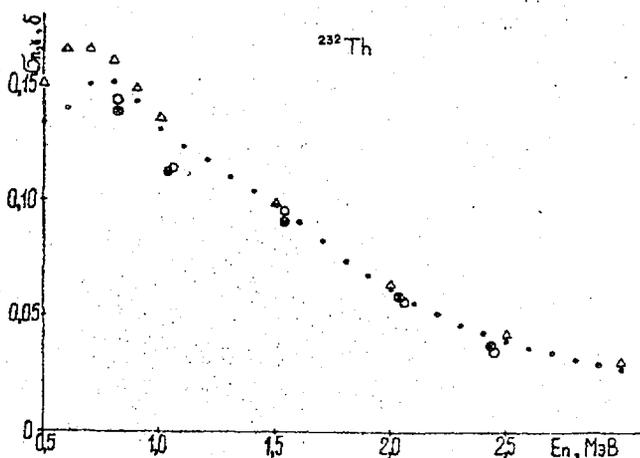


Рис.2. Сечения радиационного захвата нейтронов для тория-232. Эксперимент:  $\otimes$  - относительно  $\sigma_{n,\gamma}^{197\text{Au}}$ ;  $\circ$  - относительно  $\sigma_{n,f}^{235\text{U}}$ . Оцененные данные:  $\bullet$  - JENDL-3 [7];  $\Delta$  - ENDF/B-6

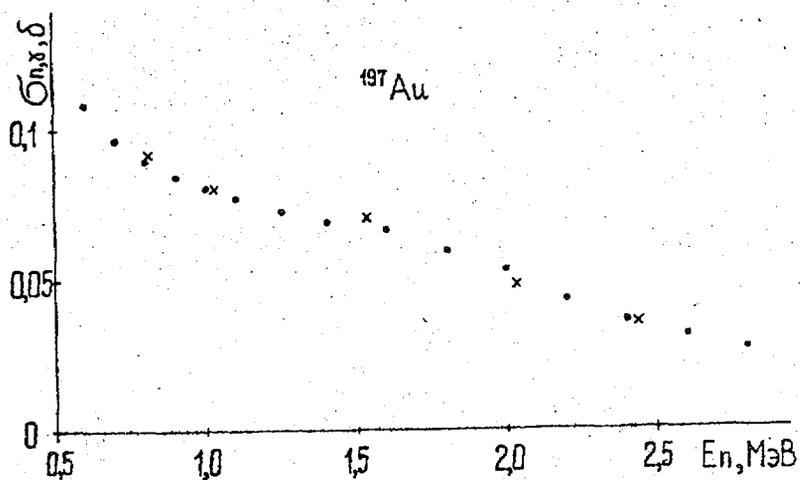


Рис.3. Сечение радиационного захвата нейтронов для золота-197. Эксперимент:  $\times$  - относительно  $\sigma_{n,f}^{235\text{U}}$ . Оцененные данные:  $\bullet$  - ENDF/B-6

В последнем столбце таблицы приведены значения  $\sigma_{p,\gamma}^{197}\text{Au}$ , измеренные относительно  $\sigma_{p,f}^{235}\text{U}$ . Соответствующие значения средней энергии нейтронов приведены в 1-м столбце таблицы. Формула, по которой проведены вычисления, аналогична соотношению (7).

На рис.3 наши результаты нанесены вместе с оцененными данными из библиотеки ENDF/B-6. В целом, наши данные выше оцененных значений (кроме точки при  $E_n=2,04$  МэВ, лежащей на 7% ниже), но согласуются с ними в пределах погрешностей экспериментальных и оцененных данных.

#### Заключение

Оцененные данные для сечений радиационного захвата (в т.ч. и для Th-232) пока еще имеют тенденцию к снижению по мере накопления экспериментальных данных. Полученные нами результаты соответствуют этой тенденции. По-видимому, желательно проделать дополнительные эксперименты в рассматриваемом энергетическом диапазоне, используя другие методики, особенно учитывая недостаточную точность наших результатов.

#### Список литературы

1. Давлетшин А.Н., Корытченко В.Н., Типунков И.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А. // Атомная энергия. 1988. Т.65. Вып.5. С.343.
2. Булеева Н.Н., Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А. // Атомная энергия. 1988. Т.65. Вып.5. С.348.
3. Zijp W.L., Baard J.H. Nuclear data guide for reactor neutron metrology. Part 1: Activation reactions. Part 2: Fission reactions. EUR 7164 EN, 1981.
4. E.Browne, R.V.Firestone. Tables of Radiactive Isotopes, 1986.
5. Андросенко А.А., Андросенко П.А., Давлетшин А.Н., Толстиков В.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1989. Вып.3. С.76.
6. Liskien H., Paulsen A. Neutron production cross sections and energies for reactions  $T(p,n)^3\text{He}$ ,  $D(d,n)^3\text{He}$  and  $T(d,n)^4\text{He}$ . Nuclear Data Tables, 1973, v.11, N7, p.569-619.
7. Report JAERT 1319, 1990.

УДК 539.125.5

## СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ УТЕЧКИ ИЗ Al, Ni, Ti СФЕР С 14 МэВ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ

*Б.В.Девкин, В.Г.Деменков, М.Г.Кобозев, А.А.Лычагин, С.П.Симаков, В.А.Талалаев*  
*Физико-энергетический институт, г.Обнинск*

*А.А.Борисов, В.А.Загрядский, Д.Ю.Чувилин*  
*Институт атомной энергии им.Курчатова, г.Москва*

NEUTRON LEAKAGE SPECTRA FROM Al, Ni AND Ti SPHERES WITH CENTRAL 14 MeV NEUTRON SOURCE. Neutron leakage spectra from a few spheres have been measured on 14 MeV pulsed neutron generator facility of Institute of Physics and Power Engineering. The experiment has been performed by time-of-flight technique. This work describes the experimental set-up, data acquisition and reduction methods. Experimental data are compared with calculations performed with BLANC code and evaluated data files ENDF, ENDL, JENDL and BROND.

Измерение спектров нейтронов, испускаемых с поверхности сферически-симметричного образца, и сравнение экспериментальных данных с модельным расчетом позволяет в виду простых геометрических условий судить о точности исследуемых в расчетах нейтронных данных. Такая задача с источником 14 МэВ-нейтронов в центре сферы прежде всего актуальна для материалов, используемых в действующих или проектируемых установках термоядерного синтеза [1].

Ранее нами были проведены подобные исследования для сфер из Be, Pb, V [2] и Fe [3]. В настоящей работе измерения продолжены для таких широко используемых конструкционных материалов как Al, Ti, Ni. В других лабораториях, насколько это известно из литературы, измерения проводились для Ni - сферы диаметром 32 см [4] и Al, Ti - сферы диаметром 17,9 см [5].

Измерения спектров нейтронов утечки проводились методом времени пролета на спектрометре быстрых нейтронов на базе импульсного нейтронного генератора КГ-0,3 [6]. Принципиально постановка эксперимента не отличается от проведенных нами ранее [2,3]. Поэтому в настоящей публикации мы остановимся только на внесенных изменениях или на вопросах, недостаточно полно изложенных в предыдущих работах.

### Геометрия эксперимента

Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Размеры исследуемых сфер приведены в табл.1. Сферы имели отверстие, через которое вводился ионопровод так, чтобы мишень-источник 14 МэВ-нейтронов располагалась в центре сферы.

Детектор, регистрирующий спектры нейтронов, располагался в защите, которая в настоящем эксперименте была дополнительно усилена слоем полиэтилена толщиной 10 см, что позволило снять уровень фона примерно на 40%. Измерение спектров нейтронов проводилось под тремя углами: 8°, 40° и 75°. Пролетная база составляла 360-390 см.

Детектор состоял из кристалла паратерфенила диаметром 5x5 см, обладающего повышенным световыходом по сравнению со стибенном, и малошумящим фотоумножителем ФЭУ-143. Временное разрешение спектрометра с этим детектором составляло 3 нс при пороге регистрации нейтронов около 50 кэВ.

Для контроля за импульсным режимом ускорителя использовался мониторинг детектор, состоящий из быстрого сцинтиллятора СПС-156 (Ø2,5x2,5 см) и ФЭУ-87. Детектор имел временное разрешение около 0,5 нс при пороге регистрации нейтронов 3 МэВ.

Число нейтронов, вылетающих из источника, определялось кремниевым полупроводниковым детектором  $\alpha$ -частиц ДКП. Детектор располагался в мишенедержателе под углом 173° к направлению падения дейтонов на тритиевую мишень.

Для измерения фона между сферой и детектором устанавливался железный конус длиной 100 см. Для нормировки измерений использовались показания всеволнового детектора.

#### Мишенный узел

В предыдущих экспериментах [2,3] источником нейтронов служила тритиевая мишень диаметром 2,8 см, закрепленная на мишенедержателе накидной гайкой (схема а на вставке рис.3). Для данной конструкции мишенного узла были проведены исследования угловой зависимости выхода нейтронов, которые обнаружили ~20% ослабление выхода под углами, близкими к 90°, что приводит к ~4% поправке величины выхода нейтронов в полном телесном угле.

С целью уменьшения подобных искажений в настоящем эксперименте использовалась мишень диаметром 1,1 см, которая закреплялась в тонком алюминиевом колпачке (схема б на вставке рис.3).

Расчет пропускания для этого мишенного узла показывает, что максимальные ослабления под углами ~90° уменьшаются до 8%, а поправка величины выхода в полном телесном угле ~2,5%.

Общий вид мишенного узла показан на рис.1. На рис.3 показаны экспериментальные и расчетные результаты по угловой зависимости выхода нейтронов для обоих использовавшихся мишенных узлов. Там же приведена угловая зависимость выхода нейтронов для TiT мишени без учета влияния мишени и мишенедержателя [6]. Кроме того, на вставке к этому рисунку схематически изображены эти мишенные узлы.

#### Блок-схема электронной части эксперимента

Спектр нейтронов, утечки измерялся методом времени пролета. Блок-схема эксперимента приведена на рис.2. Анодный сигнал сцинтилляционного детектора поступал на дискриминатор БДК, который позволял выделять временную отметку сигнала "старт" и идентифицировать сигнал, образующийся при регистрации нейтрона, по форме импульса. Стартовый сигнал с мониторингового детектора преобразовывался аналогичным образом.

Логическое устройство (БУМЛ), на которое приходят два сигнала "старт", позволяет регистрировать временные спектры нейтронов от двух детекторов одним ВАЦП в различных участках памяти ОЗУ. Сигнал "стоп" снимался с пикап-электрода и после усиления и дискриминации подавался на вход "стоп" ВАЦП. Временной интервал между сигналами "старт" и "стоп" измерялся время-амплитудным цифровым преобразователем (ВАЦП-8). Максимальный временной интервал преобразователя - 1800 нс, дифференциальная и интегральная нелинейности коэффициента преобразования составляла около 1%.

Амплитудный спектр с полупроводникового кремниевого детектора регистрировался амплитудно-цифровым преобразователем АЦП. Мониторирование эксперимента осуществлялось всеволновым детектором, сигналы которого после усиления и формирования подавались на счетчики МКС и МОС4. Последний блокировался на время обработки информации АЦП и ВАЦП. Из сравнения показаний МКС и МОС4 определяется значение мертвого времени системы регистрации. Вся накопленная информация после окончания измерения считывалась по магистрали КАМАК в ЭВМ СМ-4.

#### Обработка экспериментальных данных

После вычитания фона и перевода временного спектра в энергетический  $N(E)$ , спектр нейтронов утечки  $L(E)$ , нормированный на один нейтрон источника, вычислялся по формуле:

$$L(E) = \frac{N(E)}{\varepsilon_D(E) \cdot \Omega_D} \cdot \frac{1}{N_0}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_D(E)$  - абсолютная эффективность нейтронного детектора, измеряемая с помощью калифорнийского источника методом рассеяния на водороде [2,3] или методом сопутствующих частиц (см. ниже);  $\Omega_D$  - телесный угол детектора;  $N_0$  - число нейтронов, вылетевших из мишени.

Величина  $N_0$  находится методом сопутствующих частиц, исходя из числа  $\alpha$ -частиц  $N_\alpha$ , зарегистрированных полупроводниковым детектором, установленным в ионопроводе:

$$N_0 = \frac{N_\alpha}{\varepsilon_\alpha \cdot \Omega_\alpha} \cdot \frac{4\pi}{Y(\theta_\alpha)}, \quad (2)$$

где  $Y(\theta_\alpha = 173^\circ) = 4\pi \cdot \sigma(\theta_\alpha) / \sigma = 1,05$  - коэффициент, учитывающий анизотропию углового распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$  [6] ·  $\varepsilon_\alpha \cdot \Omega_\alpha$  - произведение эффективности регистрации и телесного угла кремниевого детектора.

Последняя величина измерялась с помощью калиброванного источника  $\alpha$ -частиц  ${}^{238}\text{Pu}$ , устанавливаемого на место тритиевой мишени

$$\varepsilon_\alpha \cdot \Omega_\alpha = 4\pi \cdot \frac{N_\alpha(P_n)}{A(P_n)}, \quad (3)$$

где  $N_\alpha(P_n)$  - скорость счета  $\alpha$ -частиц, регистрируемых кремниевым детектором;  $A(P_n)$  - известная активность  $\alpha$ -источника.

Объединяя формулы (2) и (3), получим окончательное выражение для числа нейтронов, вылетевших из мишени:

$$N_o = N_\alpha \cdot \frac{A(P_n)}{N(P_n)} \cdot \frac{1}{Y(\theta_\alpha)}. \quad (4)$$

Метод регистрации сопутствующих частиц позволяет также определить абсолютную эффективность нейтронного детектора при энергиях близких к 14 МэВ:

$$\varepsilon_D(E) = 4\pi \cdot \frac{N_D(\theta_D)}{\Omega_D} \cdot \frac{N(P_n)}{A(P_n)} \cdot \frac{Y(\theta_\alpha)}{Y(\theta_D)}, \quad (5)$$

где  $N_D(\theta_D)$  - число нейтронов, зарегистрированных детектором, в случае измерения выхода нейтронов из мишени под углом  $0^\circ$ ;  $Y(\theta_D)$  - коэффициент, учитывающий анизотропию выхода нейтронов из мишени [6].

#### Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.4-8 показаны интегральные спектры утечки для исследованных сфер и спектры нейтронов из мишени, полученные путем усреднения данных под углами  $8^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $75^\circ$  и умножения на  $4\pi$ . В табл.2 приведен ряд параметров, характеризующих эти спектры.

Относительное энергетическое разрешение спектрометра складывается из следующих компонент:

$$\frac{\Delta E}{E} = \left\{ \left( \frac{2 \cdot \Delta t}{t} \right)^2 + \left( \frac{2 \cdot \Delta L}{L} \right)^2 + \left( \frac{\Delta E_o}{E} \right)^2 + \delta_\varepsilon^2 \right\}^{1/2},$$

где  $\Delta t/t$  и  $\Delta L/L$  - относительное временное и пространственное разрешение спектрометра, учитывающее размеры сфер и детектора;  $\Delta E_o = E(8^\circ) - E(70^\circ) = 0,58$  МэВ - разница энергии нейтронов, испускаемых мишенью под углами  $8^\circ$  и  $70^\circ$ ;  $\delta_\varepsilon$  - дополнительные факторы, учитывающие вероятность многократного рассеяния, уменьшение энергии при упругом рассеянии и т.д.

Анализ этих составляющих для настоящего эксперимента показывает, что доминирующий вклад вносит, как правило, временное разрешение спектрометра, на которое существенное влияние оказывает длительность сгруппированного дейтонного сгустка, другими словами, качество импульсного режима нейтронного генератора. Последним обстоятельством, по всей видимости, можно объяснить разное энергетическое разрешение (см.табл.2), получившееся в двух отдельных по времени экспериментах (первый с Al и Ni сферами, второй - с Ti). Отличие же ширины пика 14 МэВ нейтронов в спектрах нейтронов утечки из Al сферы и из источника связано с эффектом изменения энергии упругорассеянных нейтронов. Для самого легкого среди исследованных в настоящей работе элементов (Al) этот эффект наиболее существенный.

В табл.2 приведены также значения интеграла под спектрами в энергетических интервалах, соответствующих областям неупругого рассеяния и нейтронного источника, причем суммарная площадь спектров нейтронов из мишени нормирована на единицу. Спектры нейтронов из мишени, приведенные на рис.4-6, нормированы на площадь 14 МэВ пика нейтронов в спектре нейтронов утечки.

Спектр нейтронов из мишени имеет низкоэнергетическую область, которая очевидно соответствует нейтронам, неупруго взаимодействовавшим с конструкционными материалами мишенного узла. Совпадение площади под этой частью спектра с оценкой вклада неупругих рассеяний, полученной при анализе угловой зависимости выхода нейтронов из мишени, подтверждает этот вывод.

На рис.4-6 также приведены спектры нейтронов утечки для исследуемых сфер, рассчитанные по одномерной программе BLANK [7], использующей файлы оцененных нейтронных данных ENDF/B4, BROND, JENDL-2 и ENDL-83. Для корректного сравнения с экспериментальными данными расчетные спектры были усреднены по энергии с учетом функции разрешения спектрометра.

Отношения расчетных и экспериментальных спектров, проинтегрированные в различных энергетических интервалах, приведены в табл.3. Из данных, приведенных в табл.3 и на рис.4-6, видно, что для алюминиевой сферы расчеты с библиотеками ENDF/B4 и ENDL-83 удовлетворительно согласуются с экспериментом, а библиотека JENDL-2 дает несколько заниженный результат в области энергий меньше 8 МэВ.

В аналогичных же расчетах для никелевой сферы библиотека JENDL-2 дает результат, хорошо согласующийся с экспериментом, тогда как библиотека ENDF/B4 и BROND дают заниженную оценку.

Для Ti сфер к настоящему моменту были проведены расчеты с библиотекой ENDF/B4, которые дают удовлетворительное согласие с экспериментом, хотя в интервале энергии 1-3 МэВ они дают несколько завышенную оценку, а в группе 3-8 МэВ - заниженную.

Таблица 1

## Размер сфер

Материал	Диаметр, см		Толщина стенки		Диаметр отверстия, см
	внешний	внутренний	см	$l/\lambda$	
Al	24	9	7,5	0,6	6,4
Ni	24	9	7,5	1,7	6,4
Ti	32,5	30	1,25	0,16	6,2
	34,7	30	2,35	0,31	6,2
	36,5	30	3,25	0,42	6,2

$l/\lambda$  - толщина стенки сферы, выраженная в единицах длин свободного пробега нейтрона  $\lambda = \frac{1}{n \cdot \sigma_t}$ , где  $n$  - число ядер в  $1 \text{ см}^3$ ,  $\sigma_t$  - полное сечение взаимодействия при энергии нейтронов 14 МэВ.

Таблица 2

## Результаты измерений

Сфера	Стенка, см	Разрешение, МэВ	Интервал энергий, МэВ	Интеграл
Al	7,5	3,5	0,2-8	$0,357 \pm 0,018$
			8-15	$0,685 \pm 0,034$
Ni	7,5	2,6	0,2-8	$0,553 \pm 0,033$
			8-15	$0,381 \pm 0,023$
Мишень		2,6	0,4-5 5-15	$0,029 \pm 0,001$ $0,971 \pm 0,060$
Ti	1,25	1,7	0,1-8 8-15	$0,153 \pm 0,009$ $1,098 \pm 0,065$
	2,35	1,7	0,1-8 8-15	$0,226 \pm 0,014$ $1,033 \pm 0,061$

Сфера	Стенка, см	Разрешение, МэВ	Интервал энергий, МэВ	Интеграл
Ti	3,25	1,7	0,1-8 8-15	0,287±0,016 1,024±0,060
Мишень		1,7	0,2-5	0,028±0,001 0,972±0,060

Таблица 3

Отношение расчетных данных к экспериментальным данным

Сфера	Библиотека	Интервал энергий, МэВ				
		0,2-1	1-3	3-8	8-15	0,2-15
Al	ENDF/B4	1,05±0,06	1,05±0,06	1,06±0,06	0,99±0,06	0,97±0,06
	JENDL-2	-	0,93±0,06	0,87±0,06	1,03±0,06	0,99±0,06
	ENDL-83	-	1,01±0,06	1,03±0,07	0,95±0,06	0,97±0,06
Ni	ENDF/B4	0,75±0,05	0,87±0,05	0,84±0,05	0,91±0,06	0,84±0,05
	JENDL-2	-	1,02±0,06	1,03±0,06	0,90±0,06	0,94±0,06
	BROND	-	0,82±0,05	0,83±0,05	0,76±0,05	0,77±0,05
Ti-1	ENDF/B4	0,96±0,06	1,10±0,08	0,77±0,05	0,96±0,06	0,96±0,06
Ti-2		1,00±0,07	1,13±0,07	0,78±0,05	1,04±0,07	1,03±0,07
Ti-3		1,00±0,07	1,13±0,07	0,76±0,05	1,06±0,07	1,05±0,07

#### Список литературы

1. Cheng E.T. Proc. of Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. & Tech. Mito (Japan). 1988. P.187.
2. Androsenko A.A. e.a. // Kernenergie, 1988. V.10. P.422;  
Нейтронная физика. М.: ЦНИИАИ. 1988. Т.3. С.194.
3. Девкин Б.В. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1990. Вып.2. С.5.
4. Kasahara e.a. Oktavian report A84-04, Osaka 1984.
5. Hansen L.F. Report UCRL-97188, Livermore, 1988;  
Нейтронная физика. М.: ЦНИИАИ. 1988. Т.1. С.310.
6. Csikai J. e.a. Report IAEA-TECDOC-410, Vienna, 1987, p.296.
7. Марин С.В., Марковский Д.В., Шаталов Г.Е. Препринт ИАЭ-2382. Москва, 1977.

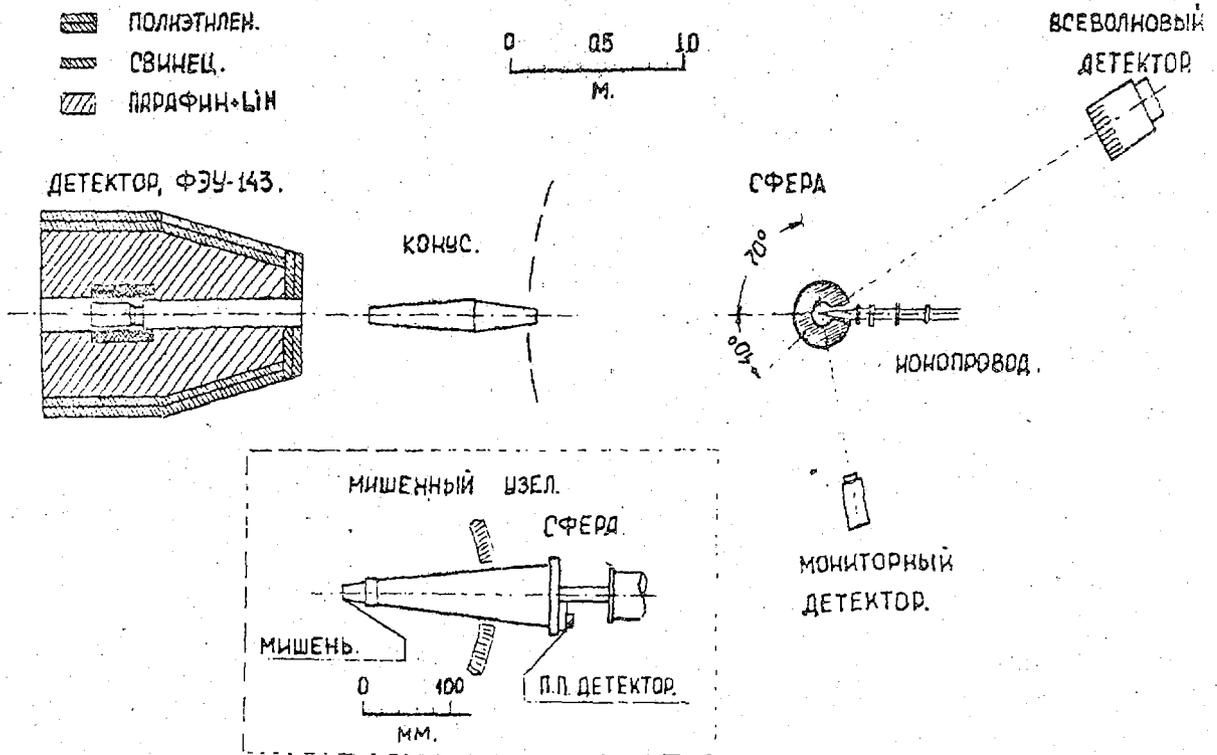


Рис.1. Геометрия эксперимента

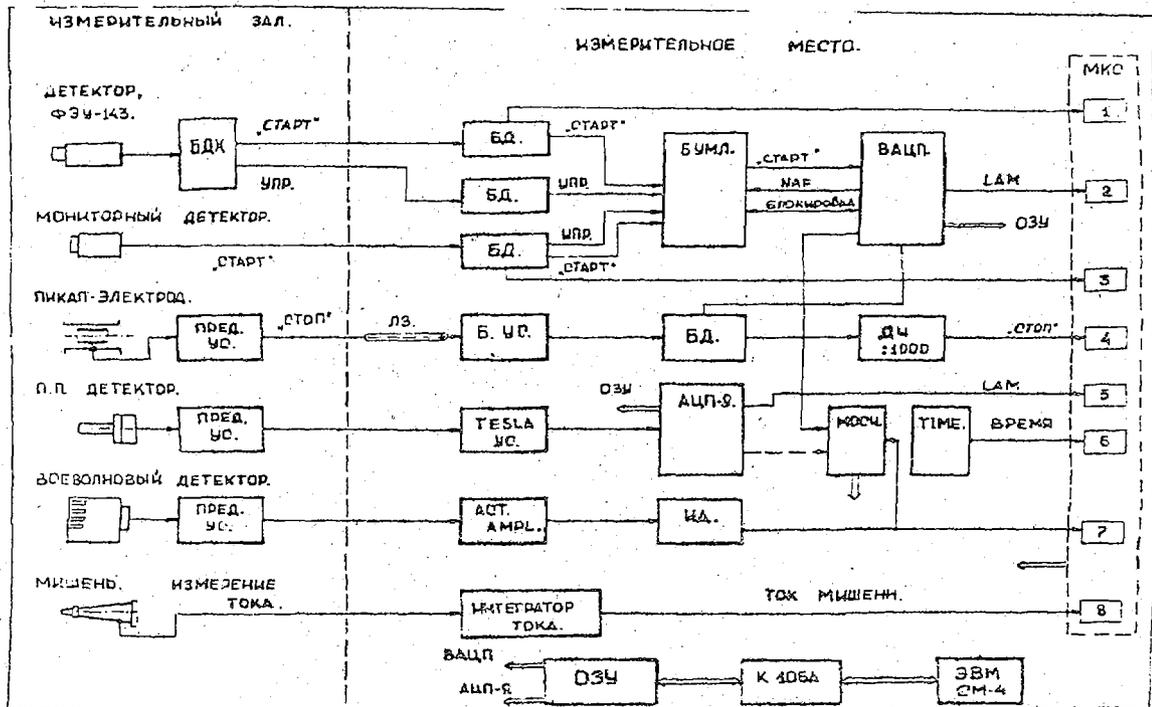


Рис.2. Блок-схема электронной части эксперимента

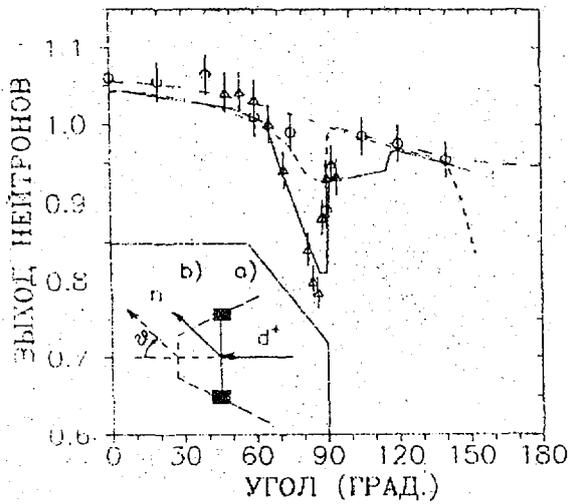


Рис. 3. Угловые распределения выхода нейтронов из мишенного узла. Расчет: — тонкая мишень, — схема а, - - - - - схема б. Эксперимент: о - активационные измерения из реакции  $Al(n, \alpha)$ ,  $\Delta$  - измерения по методу времени пролета

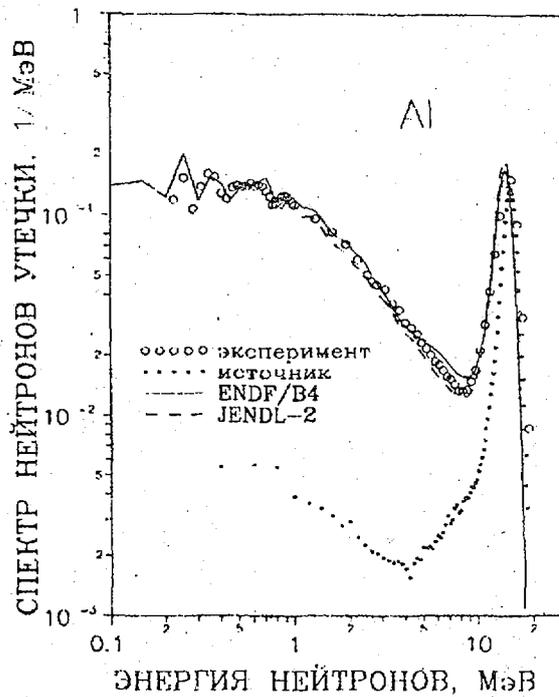


Рис. 4. Интегральный спектр нейтронов утечки из алюминиевой сферы

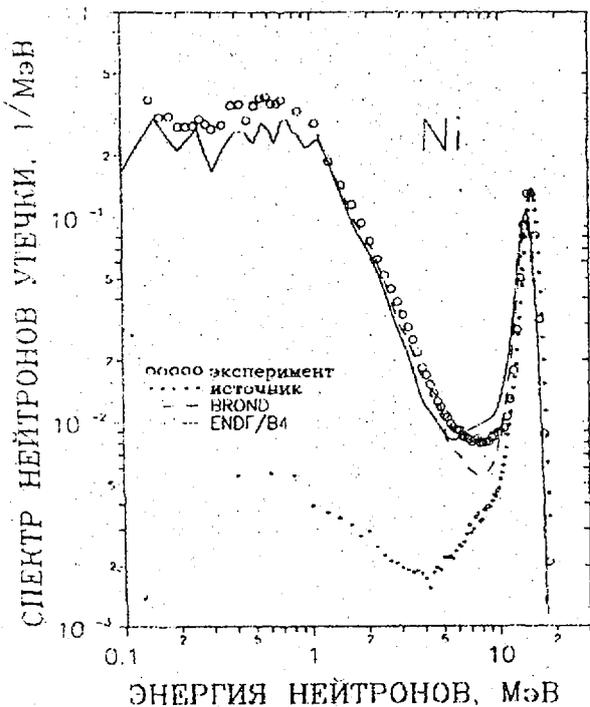


Рис. 5. Интегральный спектр нейтронов утечки из никелевой сферы

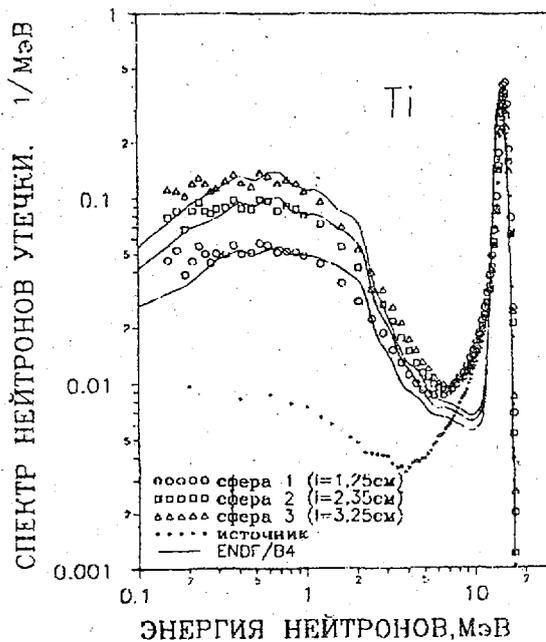


Рис. 6. Интегральный спектр нейтронов утечки из титановых сфер

УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЕ И ОЦЕНКА СРЕДНЕГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  
 $^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$  ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$

*А.А.Бойцов, Е.И.Григорьев, В.С.Трошин, В.П.Ярына*

MEASUREMENTS AND EVALUATIONS OF THE AVERAGED CROSS-SECTION FOR  $^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$  FOR THE FISSION  $^{235}\text{U}$  NEUTRONS. Averaged cross-section for  $^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$  was measured for  $^{235}\text{U}$  fission neutron spectrum. Experimental result is  $0,170 \pm 0,014$  mb. Evaluated volume is  $0,161 \pm 0,010$  md.

Настоящая работа является продолжением серии, начатой в 1984 г. публикацией [1], где изложена методика измерения среднего сечения реакции активации для спектра нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  с использованием полей нейтронов ядерных реакторов. В [2] подробно изложены методические подходы к оценке среднего сечения по совокупности существующих экспериментальных данных.

Реакция  $^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$  опробована для целей нейтронно-активационной спектрометрии на реакторах по нашим данным впервые и является полезным дополнением к детекторам, чувствительным к реакторным нейтронам выше 10 МэВ. Цель работы состояла в получении надежного значения среднего сечения реакции в спектре деления  $^{235}\text{U}$  для последующего выбора и оценки хода сечения этой реакции. Существующий обзор и оценка данных по среднему сечению выполнены Каламандом в 1973 г. [3], однако представленный ряд измерений отличает значительный разброс результатов, а в расчеты авторов приняты модели описания спектра деления, существенно исправленные к настоящему времени.

Как и в предыдущих измерениях [2], среднее сечение определялось не относительно какого-либо избранного "стандарта" (среднее сечение опорной реакции), а основывалось на совокупности использованных сечений файла РНМФ-87 (ГСССД-131-88) и РНМФ-Д89.

Характеристики схемы распада продукта реакции -  $^{88}\text{Y}$  соответствует [4]:

$$T_{1/2} = 106,62 \pm 0,02 \text{ сут};$$

$$E_{\gamma} = \begin{cases} 0,898 \text{ МэВ} & (94,1 \pm 0,5)\% \\ 1,836 \text{ МэВ} & (99,40 \pm 0,05)\% \\ 2,734 \text{ МэВ} & (0,61 \pm 0,02)\% \end{cases}$$

Измерения выполнены в 1989 г. на водо-водяном реакторе РБТ-6 (отражатель) и в 1990 г. на быстром реакторе БОР-60 (АЗ). Результаты даны в сводной таблице. Среднее взвешенное экспериментальное значение среднего сечения составило:

$$\bar{\sigma} = 0,170 \pm 0,014 \text{ мбарн.}$$

Результаты настоящей работы и литературные данные сведены для оценки в таблицу. Указаны: источник и год публикации; значение сечения из цитируемой работы; "стандарт" автора, обозначаемый (S)- $^{32}\text{S}(n,p)$ , (Ti)- $^{46}\text{Ti}(n,p)$ , (Ni)- $^{58}\text{Ni}(n,p)$ , (Fe)- $^{54}\text{Fe}(n,p)$ ; современные значения средних сечений, на которые нормируется результат; нормировочный множитель и приведенные к новым значениям "стандарта" результаты. Оцененное значение среднего сечения представляет собой средний взвешенный по представленному ряду результат. При назначении веса учитывалась погрешность автора и соображения о качестве используемых моделей описания спектра деления, что содержит элемент субъективизма авторов оценки.

В подготовленном к утверждению в качестве стандартных справочных данных файле сечений РНМФ-Д90 сформировано сечение реакции  $^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$ . Ему соответствуют следующие значения интегральных сечений:

$$\bar{\sigma} = 0,163 \text{ мб}, \sigma_{\text{эф}} = 0,91 \text{ б при } E_{\text{эф}} = 12,7 \text{ МэВ.}$$

Для расчета среднего сечения использовалось описание спектра деления из файла РНМФ-87. Эффективное сечение определяли для широкого класса реакторных спектров из файла РСФ-89. Разброс эффективного сечения при энергии эффективного порога для всех спектров составил около 4%.

Оценка среднего сечения реакции  $^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$  для спектра  $^{235}\text{U}$

Работа	$\bar{\sigma}$ , мбарн	Стандарт автора, мб	Станд. норм.	Норм. множ.	Приведенное $\sigma$ , мб	
[5]-1960	$0,12 \pm 0,02$	(S)	60	63,3	$1,06$	$0,130 \pm 0,025$
[6]-1967	$0,20 \pm 0,01$	(Ti)	12,6	11,2	$0,89$	$0,178 \pm 0,009$
[7]-1969	$0,22 \pm 0,05$	-	-	-	-	$0,22 \pm 0,05$
[8]-1970	$0,137 \pm 0,005$	(Ni)	105	102,8	$0,98$	$0,134 \pm 0,005$
[9]-1971	$0,144 \pm 0,020$	(Fe)	72,6	78,8	$1,09$	$0,156 \pm 0,022$
[10]-1976	$0,140 \pm 0,010$	(Ni)	113,7	102,8	$0,90$	$0,127 \pm 0,009$
Авт.-1989	$0,179 \pm 0,018$	-	-	-	-	$0,179 \pm 0,018$
Авт.-1990	$0,165 \pm 0,010$	-	-	-	-	$0,165 \pm 0,010$
Оцененное значение $\bar{\sigma} = 0,161 \pm 0,010$ мбарн						

#### Список литературы

1. Григорьев Е.И., Тарновский Г.Б., Ярына В.П./Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. / М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. Т.4. С.187.
2. Григорьев Е.И. и др.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1989. Вып.3. С.117.
3. Calamand A. Cross Section for Fission Neutron Spectrum Induced Reactions. JNDC (NDS)-55L, Vienna, Sept. 1973.
4. Lagoutine F., Coursol N., Legrand I. Table de radionuclides. 1985.
5. Roy I.C., Hawton I.I. CRC-1003 (1960).
6. Rau G. EANDC(E), 89 (1967), 41.
7. Braun H., Nagy I. Radiocim. Acta, 10 (1968), 15.
8. Steinnes E. Radiocim. Acta, 13 (1970), 169.
9. Qaim S.M., Wolfle R., Stocklin G./Chem. Nucl.Data, Measurements and Applicat. (Proc. Conf. Cantbury, 1971), 1971, P.121.
10. Бродская А.К., Иванова Н.И., Насыров Ф.Х.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1976. Вып.23. С.4.

УДК 539.172.4

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ  
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НЕЙТРОНАМИ  
С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 20 МэВ

О.Т.Грудзевич, А.Ю.Конобеев, Ю.А.Коровин

*Институт атомной энергетики, Обнинск*

LONG-LIVED ISOTOPE PRODUCTION CROSS SECTION CALCULATION FOR STRUCTURAL MATERIALS IRRADIATED WITH NEUTRONS AT THE ENERGIES HIGHER THAN 20 MeV. The comparison of different approaches for cross section calculation at the intermediate energies has been performed. The prediction powers of the Hauser-Feshbach and Weisskopf models, exciton model in "closed" form and GDH model were investigated. The long-lived radionuclide production cross sections at the energies up to 100 MeV for different structural materials have been calculated.

Целью настоящей работы являлся расчет сечений образования долгоживущих радионуклидов при облучении конструкционных материалов нейтронами высокой энергии. Знание таких сечений необходимо для анализа уровня долговременной активности отработавших конструкционных материалов ядерно-энергетических установок с жестким нейтронным спектром: мезокаталитических гибридных реакторов, электроядерных реакторов, нейтронных генераторов, ускорителей и др.

Описание использованных методов расчета сечений

Вычисления нейтронных сечений в данной работе проводились на основе трех различных подходов. Ниже кратко перечислены их особенности.

1. Для расчета сечений неравновесных процессов использовалась экситонная модель в "замкнутой" форме [1] без учета многократной предравновесной эмиссии. Квадрат матричного элемента остаточного взаимодействия рассчитывался по формуле:  $\langle |M|^2 \rangle = 500 \cdot A^{-3} E_0^{-1}$  ( $A$  - атомное массовое число,  $E_0$  - энергия возбуждения). Вылет предравновесных  $\alpha$ -частиц из ядер описывался на основе коалесцентной модели [2,3]. Расчет статистической компоненты сечений осуществлялся в рамках модели Хаузера-Фешбаха, учитывающей законы сохранения углового момента и четности при распаде возбужденного ядра. Рассматривалась конкуренция эмиссии частиц и  $\gamma$ -квантов. Вычисление плотности уровней проводилось на основе сверхтекучей модели ядра [4] с набором параметров из [5]. В тех случаях, когда эффективное значение корреляционной функции неизвестно [5], в расчетах использовалось ее квазиклассическое значение. Сечения обратных реакций рассчитывались по оптической модели для первых образующихся в реакциях остаточных ядер. Вычисления по оптической модели проводились с помощью потенциалов [6,8]. Основу программы для ЭВМ в данном случае составила программа STAPRE [9].

2. Описание предравновесных эффектов осуществлялось в рамках гибридной экситонной модели с учетом геометрии [10]. Рассматривалась последовательная предравновесная эмиссия двух нуклонов. Неравновесное образование  $\alpha$ -частиц описывалось на основе коалесцентной модели [2], соединенной с гибридной моделью [11]. При этом параметр  $\Delta R$  для вычисления эффективного радиуса ядра принимался равным 1 фм [2]. Расчет плотности ядерных уровней осуществлялся в рамках модели ферми-газа [12], позволяющей учесть ослабление оболочечных эффектов при увеличении энергии возбуждения ядра. При малых энергиях возбуждения для расчета плотности уровней использовалась модель "постоянной температуры" [13]. Параметр спаривания при описании предравновесной и статистической эмиссии рассчитывался в рамках подхода, рекомендованного в работах [10,14]. Сечения обратных реакций для всех остаточных ядер вычислялись с помощью формул, полученных в [15] на основе параметризации рассчитанных по оптической модели сечений, в т.ч. в области пороговых энергий. Для расчета по перечисленным моделям использовалась модифицированная программа ALICE [13,14].

3. Вычисление предравновесных компонент сечений проводилось с помощью модели внутриядерного каскада, реализованной в программе DISCA2 [16]. При описании внутриядерного нуклон-нуклонного взаимодействия вместе с принципом Паули учитывалось ограничение на орбитальные моменты нуклонов [17]. Полное сечение реакций вычислялось по оптической модели. Статистическая эмиссия частиц описывалась на основе модели Вайскопфа. Плотность уровней рассчитывалась по формуле  $\rho = C \cdot \exp(2\sqrt{aU})$ , где  $C$  - константа,  $a$  - параметр плотности уровней. Сечения обратных реакций вычислялись с помощью формул Достровского и соавт. [18] с учетом зависимости величины сечений от энергии возбуждения ядра [19,20].

При проведении расчета сечений ядерных реакций на основе перечисленных выше подходов недостающие параметры моделей вычислялись с помощью аппроксимации известных значений параметров [5,12], либо выбирались на основе данных для близких по  $Z$  и  $A$  ядер. При этом вариация параметров моделей для достижения согласия с известными экспериментальными данными не производилась.

#### Сравнение различных подходов к вычислению сечений ядерных реакций при высоких энергиях

Для оценки точности вычислений, проводимых на основе перечисленных выше теоретических моделей, были выполнены следующие расчеты.

С помощью модифицированных программ STAPRE и ALICE вычислены сечения реакций  $(n,2n)$ ,  $(n,p)$  и  $(n,\alpha)$  при энергии  $E=14,5$  МэВ для 100 ядер с атомными массовыми числами  $40 < A < 115$ . Результаты расчетов отнесены к оцененным значениям сечений [21], полученным на основе обобщения экспериментальных данных и систематической зависимости сечений от числа протонов и нейтронов в ядрах. Отношения сечений приведены на рис. 1, 2. Среднее квадратическое отклонение начальной энергии нейтронов от значения 14,5 МэВ при проведении вычислений по программе STAPRE составляет 0,09 МэВ.

С использованием программ STAPRE, ALICE и DISCA2 рассчитаны функции возбуждения реакций  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$  для ряда ядер, которым соответствуют экспериментальные данные [22] при энергиях до 30 МэВ. Результаты расчета для  $^{107}\text{Ag}$  приведены на рис. 3А.

При энергиях до 100 МэВ рассчитаны сечения протонных реакций, полученных экспериментально [23,24] для ядер  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{202}\text{Hg}$ . Результаты расчетов показаны на рис. 3В и 3С. Сильно заниженные относительно экспериментальных данных величины сечений, полученные с помощью программы STAPRE, являются, по-видимому, результатом использования реализованной в этой программе экситонной модели, не учитывающей многократной предравновесной эмиссии. В работе [10] отмечалось подобное расхождение результатов, полученных с учетом и без учета эмиссии из ядра более чем одной предравновесной частицы.

Проведенные вычисления нейтронных сечений позволяют сделать следующие выводы:

— использование наиболее физически обоснованной модели для описания статистических процессов (модель Хаузера-Фешбаха), соединенной с предравновесной моделью, утрачивающей силу при увеличении энергии падающих частиц, может привести к значительной погрешности при воспроизведении экспериментальных данных (см. рис. 3В);

— сечения ядерных реакций, вычисленные с помощью разных теоретических моделей в условиях неопределенности параметров моделей, имеют сравнимую погрешность.

#### Расчет сечений образования долгоживущих радионуклидов

Вычисления сечений ядерных реакций, приводящих к образованию долгоживущих радионуклидов, выполнены для ядер основных конструкционных материалов. Расчеты проведены для изотопов титана, ванадия, марганца, железа, никеля, меди, циркония и молибдена в области энергий падающих нейтронов до 100 МэВ. При этом рассматривались реакции образования нуклидов с периодом полураспада  $\geq 3$  лет.

На рис. 4,5 представлены результаты расчета сечений выхода изотопов  $^{59}\text{Ni}$  ( $T_{1/2} \approx 8 \cdot 10^4$  лет) и  $^{63}\text{Ni}$  ( $T_{1/2} \approx 92$  г.) при облучении стабильных изотопов никеля.

Полученные сечения могут быть использованы при вычислении концентрации долгоживущих радионуклидов, образующихся в конструкционных материалах, облучаемых нейтронами с энергией до 100 МэВ.

Различие величин сечений, рассчитанных в данной работе с помощью разных теоретических моделей, определяет неустранимую в настоящее время величину погрешности, с которой эти сечения могут быть получены в области энергий >20 МэВ без постановки эксперимента.

#### Список литературы

1. Живописцев Ф.А., Кэбин Э.И., Сухаревский В.Г. Модели предравновесных ядерных реакций. М.: МГУ, 1987.
2. Iwamoto A., Harada K. // Phys.Rev. C. 1982. V.26. N5. P.1821.
3. Зеленецкий А.В., Пашенко А.Б. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1990. Вып.3. С.53.
4. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. // Ядерная физика. 1979. Т.29. Вып.4. С.875.
5. Грудзевич О.Т. и др. / В кн.: Нейтронная физика. Материалы I Международной конф. по нейтронной физике. М., 1988. Т.2. С.96.
6. Vecchetti F.D., Greenlees G.W. // Phys. Rev., 1969. V.182. N4. P.1190.
7. Perey F.G. // Phys.Rev., 1963. V.131. P.745.
8. McFadden L., Satchler G.R. // Nucl.Phys., 1966. V.84. P.177.
9. Uhl M., Strohmaier B. Report IRK-76/01. Vienna, 1976 (Addenda 1978).
10. Blann M., Vonach H.K. // Phys.Rev. C. 1983. V.28. N4. P.1475.
11. Blann M. // Phys.Rev.Lett., 1971. V.27. N6. P.337.
12. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. // Ядерная физика. 1975. Т.21. Вып.3. С.485.
13. Blann M. Code ALICE/85/300. Report LLL(USA), UCID-20169. 1984.
14. Blann M., Bisplinghoff J. Code ALICE/LIVERMORE 82. Report LLL(USA), UCID-19614. 1982.
15. Chatterjee A., Murthy K.H.N., Gupta S.K. Optical Reaction Cross Sections for Light Projectiles. Report IAEA, INDC(IND)-27/GJ, 1980.
16. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соснин В.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1989. Вып.3(51). С.5.
17. Бунаков В.Е. // Проблемы элементарных частиц и атомного ядра. 1980. Т.11. Вып.6. С.1295.
18. Dostrovsky I. e.a. // Phys.Rev. 1959. V.116. P.683.
19. Барашенков В.С., Тонсеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972. С.417.
20. Dostrovsky I. e.a. // Phys.Rev. 1958. V.111. P.1659.
21. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами. Справочник. М., Энергоиздат, 1982.
22. Bayhurst V.P. e.a. // Phys.Rev. C. 1975. V.12. P.451.
23. Барашенков В.С., Тонсеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Энергоатомиздат. 1972. С.451.
24. Kantelo M.V., Hogan J.J. // Phys.Rev. C. 1976. V.13. P.1095.

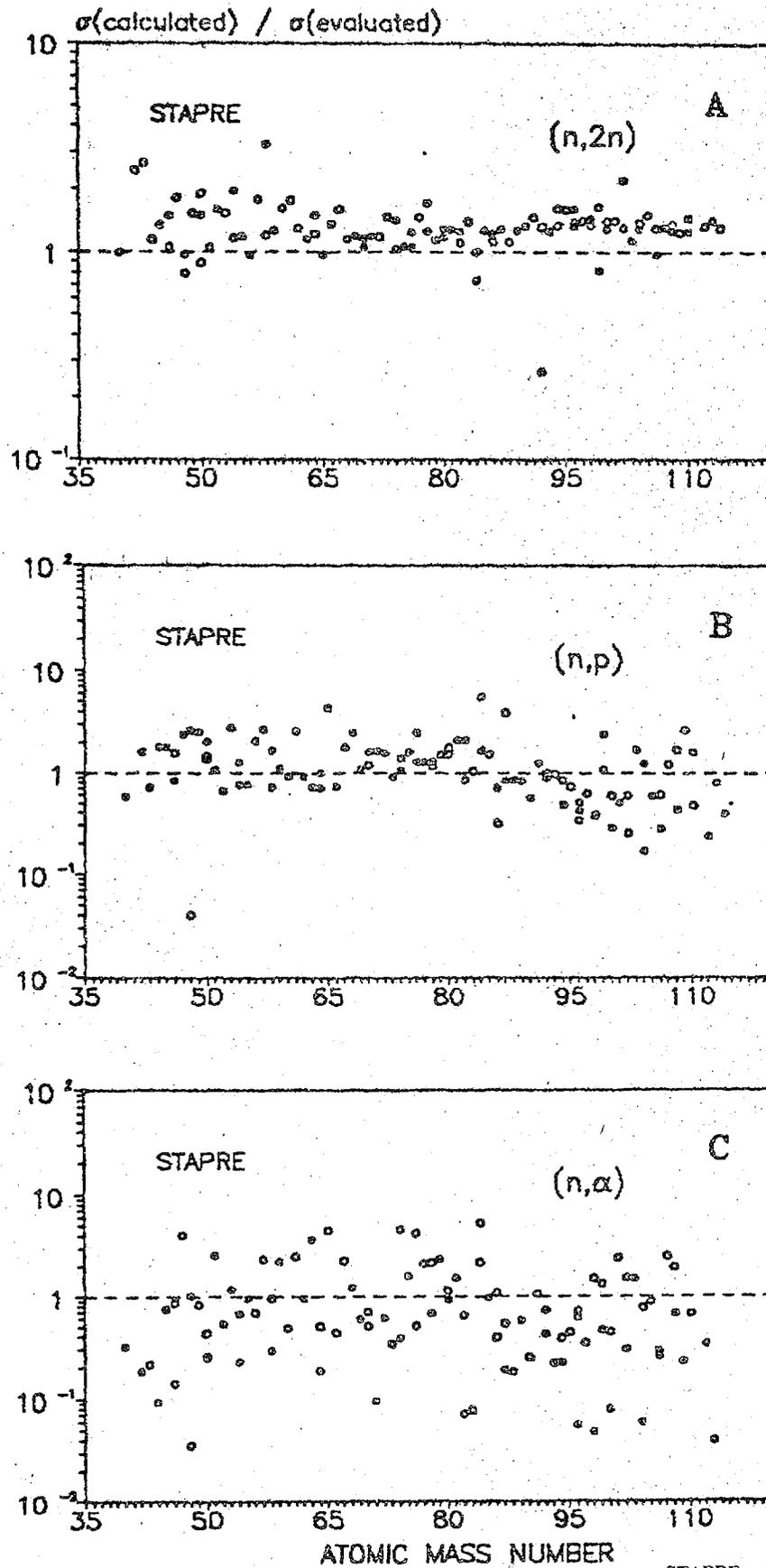


Рис.1. Отношения величин сечений, рассчитанных с помощью программы STAPRE при энергии 14,5 МэВ, к рекомендованным величинам сечений [21], полученным на основе обобщения экспериментальных данных (темный кружок) и систематической зависимости сечений от числа протонов и нейтронов в ядрах (светлый кружок)

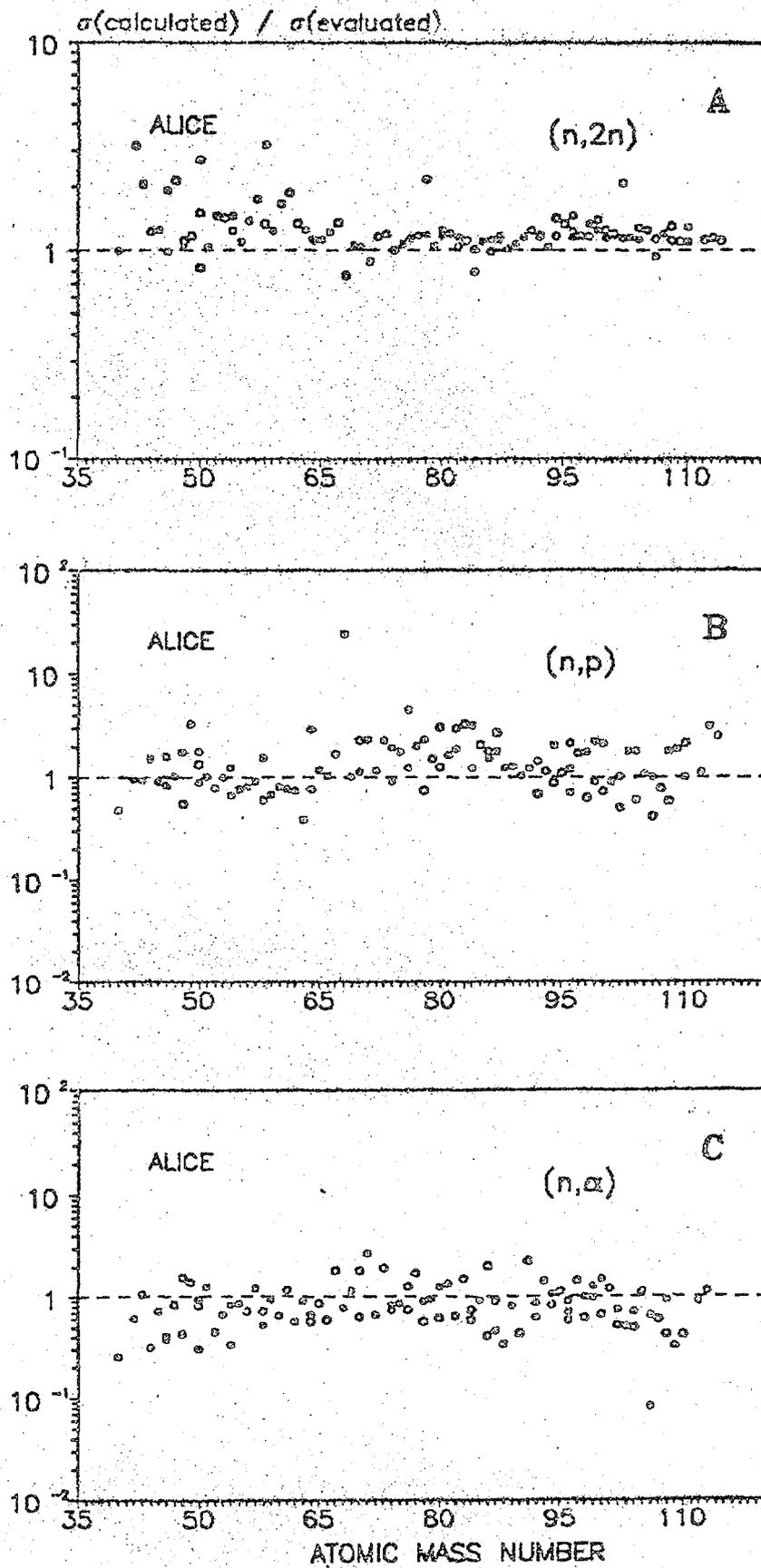


Рис.2. Отношения величин сечений, рассчитанных с помощью программы ALICE при энергии 14,5 МэВ, к рекомендованным величинам сечений [21]. Обозначения как на рис.1

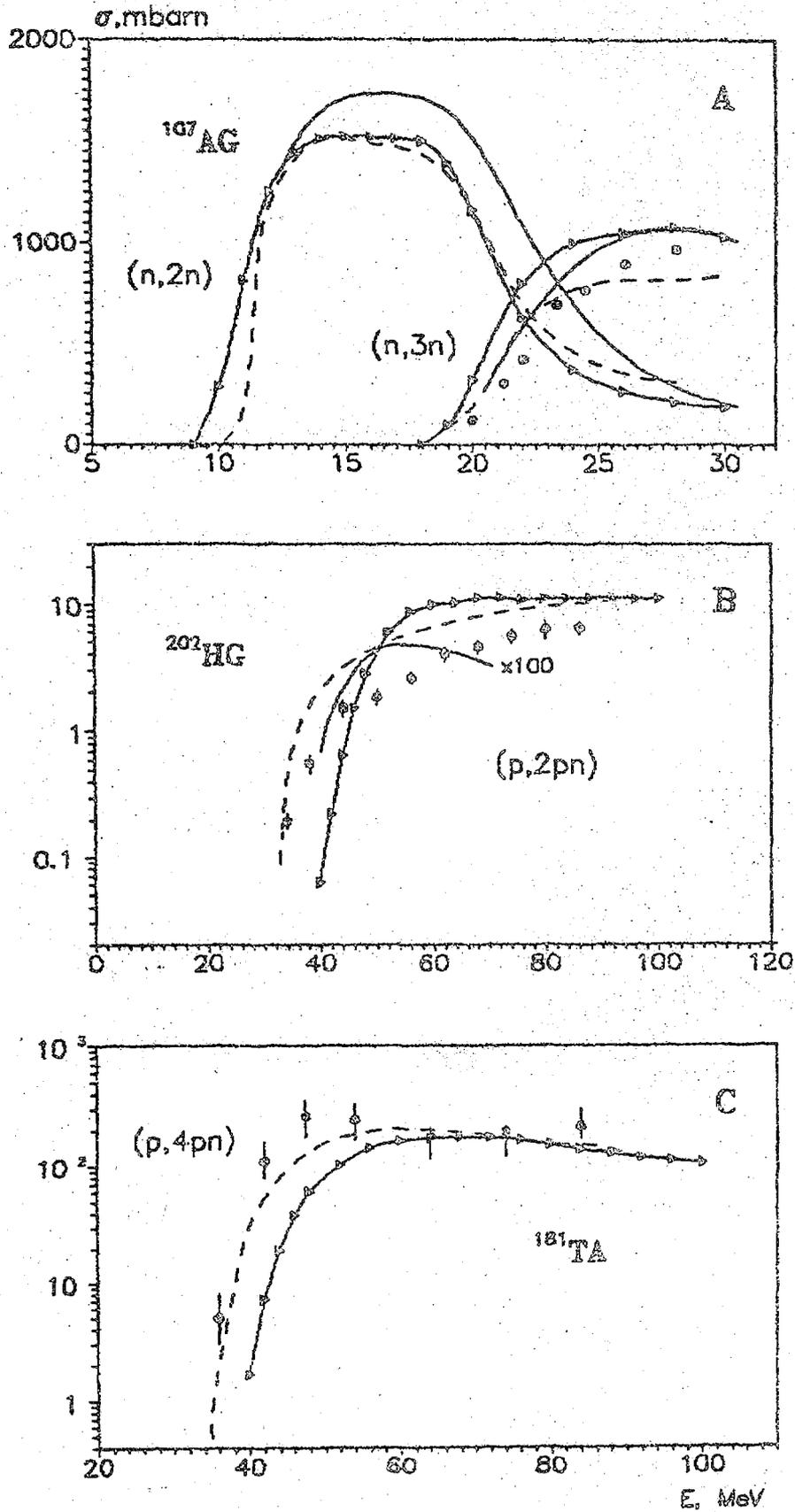


Рис.3. Функции возбуждения некоторых нейтронных и протонных реакций, рассчитанных с помощью программы STAPRE (—), ALICE (—▲—) и DISCA2 (---). • - экспериментальные данные. См. пояснения в тексте

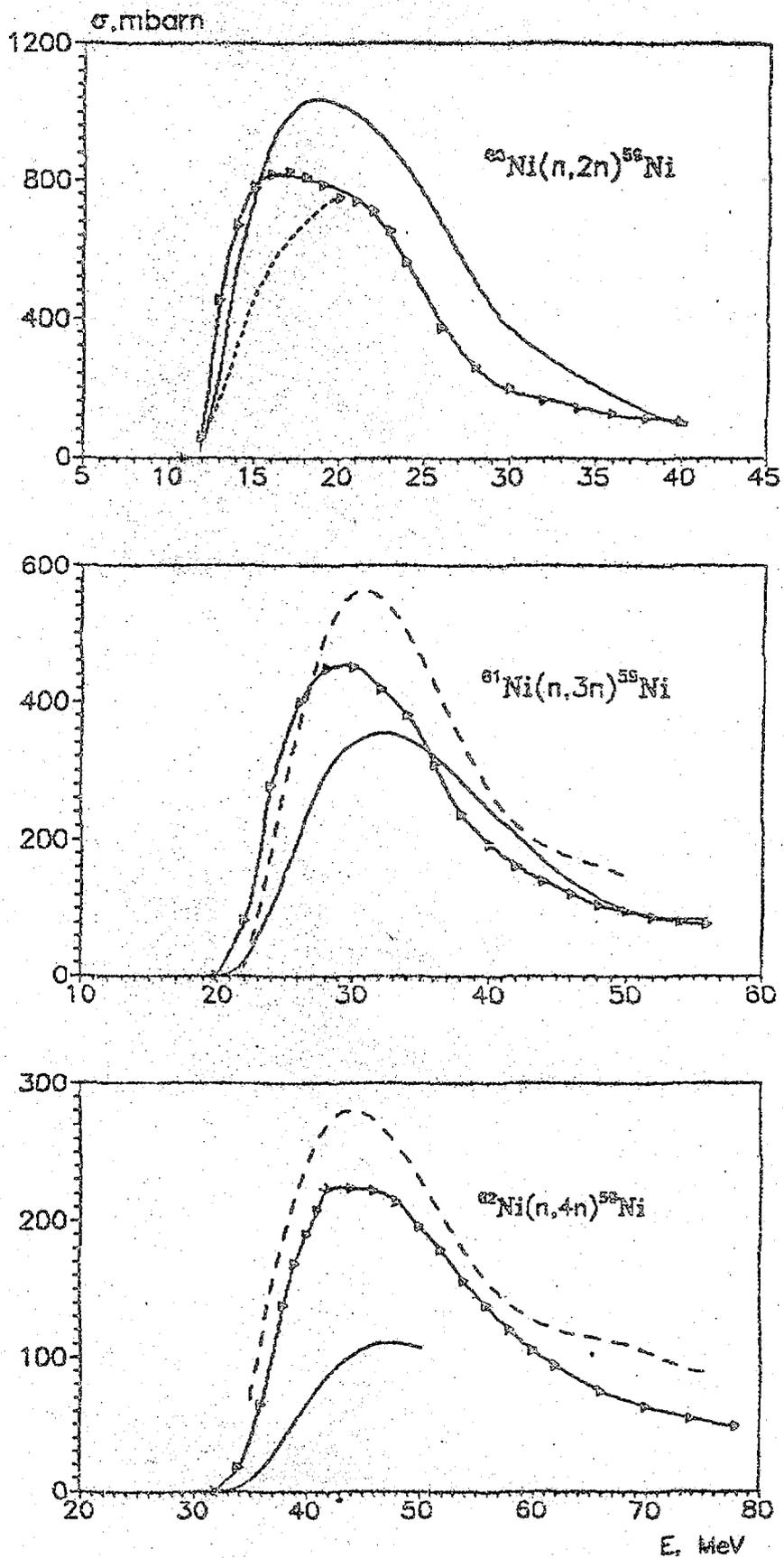


Рис. 4. Сечения образования  $^{59}\text{Ni}$  при облучении нейтронами стабильных изотопов никеля. ---- данные BROND. Остальные обозначения как на рис. 3

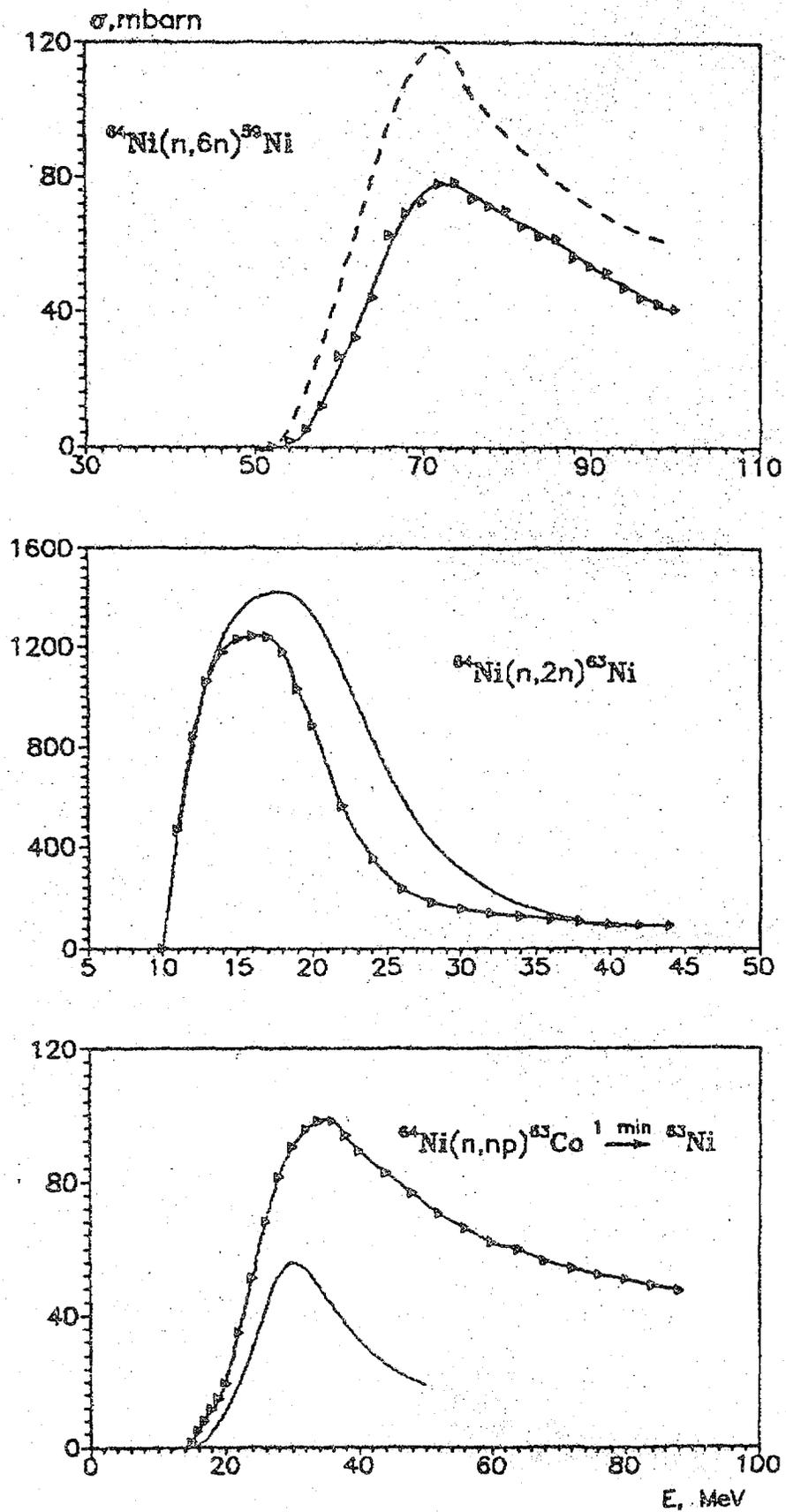


Рис.5. Сечения образования  $^{59}\text{Ni}$  и  $^{63}\text{Ni}$  при облучении нейтронами стабильных изотопов никеля. Обозначения как на рис.3

УДК 539.173.84

СОСТОЯНИЕ ДАННЫХ ПО ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ НЕЙТРОНАМ  
ДЛЯ ПРОБЛЕМЫ ТРАНСМУТАЦИИ АКТИНИДОВ*С.В.Игнатьев, В.Н.Манохин, А.И.Сергачев*  
*Физико-энергетический институт, г.Обнинск*

STATUS OF DELAYED NEUTRON DATA FOR PROBLEM OF TRANSMUTATION ACTINIDES. The status of delayed neutron data of the most important actinides: Np-237, Pu-238, Am-241 and Am-243 for the problem of nuclear transmutation is considered. The calculational and experimental data for six groups and total delayed neutron yields are presented. It was shown, that the current status of delayed neutron data don't satisfy the needs of nuclear power engineering, in particular the needs of nuclear transmutation in calculational and experimental investigations.

В [1], посвященной изучению тенденций развития исследований по ядерным данным, подчеркнута, что для атомной энергетики важным фактором является гарантированная ошибка расчетных результатов. Это в первую очередь связано с ужесточением требований к безопасности АЭС. Стремление к удешевлению стоимости АЭС с реакторами на быстрых нейтронах ведет и к более высокой целевой точности расчетных параметров. В частности, повышенные требования к необходимой глубине выгорания топлива, основанные прежде всего на экономических соображениях, соответственно приводят к повышению количества нарабатываемых продуктов деления и трансактиниевых ядер. Роль этих нуклидов в реакторе и во внешнем топливном цикле повышается, и это уже само по себе вызывает необходимость пересмотра для них требований к точности ядерных данных. С другой стороны, развитие атомной энергетики требует разработки системы обращения с радиоактивными отходами, приемлемой с точки зрения экологии. В настоящее время наиболее естественным способом обращения с долгоживущими трансактинидами является их выжигание. Как отмечалось в Памятной записке Международного рабочего совещания по ядерной трансмутации [2], одним из направлений программы по выжиганию актинидов является создание новой системы ядерных констант, обеспечивающей потребности как расчетных, так и экспериментальных исследований.

Эффективная доля запаздывающих нейтронов (ЗН), как мера эффективного запаса безопасной работы ядерного реактора, может оказаться исключительно чувствительной как к структуре и количеству выжигаемых актинидов, так и к их взаимному расположению. Одним из наиболее точных способов определения  $\beta_{\text{эф}}$  является ее оценка из данных по выходам ЗН. В настоящее время существует лишь несколько разрозненных измерений выходов ЗН при делении  $^{237}\text{Np}$ . Для других трансактинидов, таких как  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{241,243}\text{Am}$ ,  $^{242,244}\text{Cm}$  результаты измерений либо отсутствуют, либо не согласуются между собой в пределах указанных погрешностей измерений. Кроме того, они резко не согласуются с имеющимися оценками, в частности, с оценкой ENDF/B-VI.

Целью работы является рассмотреть состояние данных по ЗН для долгоживущих актинидов для выработки на этой основе рекомендаций для дальнейшего продолжения работ по созданию системы констант для ядерной трансмутации.

В табл.1 представлены данные по накоплению актинидов в отработавшем топливе, в котором 99,5% U и Pu рециклировано для теплового реактора мощностью 3000 МВт с выгоранием 33000 МВт-дней/т. Видно, что подавляющий вклад в изотопный состав трансактинидов дают такие нуклиды как  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{241,243}\text{Am}$ .

Одним из основных источников нейтронов в отработанном и регенерированном топливе является  $^{238}\text{Pu}$ . В [4] показана особая роль увеличения доли этого актинида в изотопной композиции смешанного уран-плутониевого оксидного топлива, заключающаяся в том, что быстрый реактор, работающий на топливе с повышенным содержанием  $^{238}\text{Pu}$ , решает не только проблемы, связанные с нераспространением ядерного оружия, но и проблему утилизации накапливаемых в тепловых реакторах акти-

нидов  $^{236}\text{Pu}$  и  $^{237}\text{Np}$ . Исходя из этих предпосылок, а также данных табл.1, в настоящей работе рассмотрено состояние данных по ЗН для четырех важнейших трансактинидов -  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$ .

Таблица 1

Изотопный состав актинидов в отработавшем топливе [3]

Нуклид	Накопление, кг/год
Нептуний-237	20,3
Плутоний-238	0,022
Плутоний-239	0,73
Плутоний-240	0,29
Плутоний-241	0,14
Плутоний-242	0,048
Америций-241	1,45
Америций-243	2,5
Кюрий-242	0,16
Кюрий-244	0,85

Таблица 2

Выходы групп ЗН при делении  $^{237}\text{Np}$

Энергия нейтронов	Номер группы						
	i	1	2	3	4	5	6
F, [5]	$a_i$	0,0400	0,2162	0,1558	0,3633	0,1659	0,0589
	$\lambda_i$	0,0133	0,0316	0,1168	0,3006	0,8667	2,7600
H, [5]	$a_i$	0,0216	0,1845	0,1519	0,3760	0,1861	0,0798
	$\lambda_i$	0,0136	0,0308	0,1189	0,3077	0,8988	2,9676
F, [6]	$a_i$	0,049(6)	0,31(3)	0,251(4)	0,454(3)	0,129(9)	*0,027(25)
	$\lambda_i$	0,0127	0,0318	0,123	0,318	1,03	-
F, [7]	$a_i$	0,049(22)	0,275(12)	0,224(14)	0,423(14)	0,171(13)	0,037(45)
	$\lambda_i$	0,0124	0,0312	0,128	0,301	1,12	3,30
F, [8],[9]	$a_i$	0,0386(9)	0,244(10)	0,070(47)	0,153(42)	0,424(12)	0,132(33)
	$\lambda_i$	0,0126	0,0306	0,0653	0,139	0,328	1,62
F, [10]	$a_i$	0,036(28)	0,276(23)	0,217(32)	0,498(21)	0,083(22)	0,089(42)
	$\lambda_i$	0,0125	0,0329	0,135	0,325	1,04	2,42
F, [11]	$a_i$	0,050(10)	0,272(9)	-	-	-	-
	$\lambda_i$	0,0133	0,0316	-	-	-	-

\* - Во всех таблицах оценочные данные.

Нептуний-237. В табл.2 представлены данные о выходах  $a_i$  групп ЗН при делении  $^{237}\text{Np}$  быстрыми нейтронами (F) и нейтронами с энергией 14-15 МэВ (H). Нормировка осуществлялась по полному выходу ЗН на 100 делений. Цифра в скобках означает ошибку в %.

Из представленных в табл.2 экспериментальных наборов данных [6,7,8,9,11] только между данными работ [6] и [7] имеется удовлетворительное согласие. Расчетные данные [10] и данные из библиотеки ENDF/B-VI [5] согласуются между собой только для первых двух групп ЗН. В целом согласие между экспериментальными и расчетными данными носит весьма условный характер из-за значительных расхождений и погрешностей для 5-й и 6-й групп ЗН. Основанные на нереалистических значениях постоянных распада экспериментальные данные из [8,9], а также неполные данные [11] не являются представительными.

В [12] изучалось изменение относительных выходов четырех первых групп ЗН при делении  $^{237}\text{Np}$  моноэнергетическими нейтронами в диапазоне от 0,4 до 1,2 МэВ с интервалом 0,1 МэВ. Интересные с точки зрения физики деления результаты этой работы трудно сравнить с приведенными в табл.2 из-за отсутствия данных для 5-й и 6-й групп ЗН.

Плутоний-238. В табл.3 приведены выходы групп ЗН на 100 делений при делении  $^{238}\text{Pu}$  быстрыми нейтронами (F).

Таблица 3

Выходы групп ЗН при делении  $^{238}\text{Pu}$ 

Энергия нейтронов	Номер группы						
	i	1	2	3	4	5	6
F, [5]	$a_i$	0,0377	0,2390	0,1577	0,3562	0,1590	0,0504
	$\lambda_i$	0,0133	0,0312	0,1162	0,2888	0,8561	2,7138
F, [6]	$a_i$	0,0268(10)	0,111(6)	0,119(7)	0,113(11)	0,0274(33)	0,0092*(25)
	$\lambda_i$	0,0140	0,0317	0,140	0,370	1,20	—
F, [8], [9]	$a_i$	0,0197(16)	0,142(15)	0,0528(58)	0,0813(16)	0,151(16)	0,015(580)
	$\lambda_i$	0,0126	0,0303	0,0851	0,197	0,356	1,35

Таблица 4

Выходы групп ЗН при делении  $^{241}\text{Am}$ 

Энергия нейтронов	Номер группы						
	i	1	2	3	4	5	6
T, [5]	$a_i$	0,0305	0,2760	0,1531	0,3122	0,1825	0,0457
	$\lambda_i$	0,0133	0,0300	0,1145	0,2949	0,8818	2,6879
F, [5]	$a_i$	0,0355	0,2540	0,1563	0,3364	0,1724	0,0454
	$\lambda_i$	0,0133	0,0308	0,1130	0,2868	0,8654	2,6430
H, [5]	$a_i$	0,0740	0,1757	0,1754	0,3589	0,1783	0,0377
	$\lambda_i$	0,0129	0,0346	0,1267	0,3051	0,9536	3,3205
F, [6]	$a_i$	0,0192(11)	0,116(8)	0,0655(21)	0,135(7)	0,0493(20)	0,0087*(25)
	$\lambda_i$	0,0122	0,0310	0,126	0,262	0,85	—
F, [8],[9]	$a_i$	0,0185(12)	0,146(12)	0,154(12)	0,154(13)	0,036(133)	—
	$\lambda_i$	0,0127	0,0298	0,152	0,446	2,63	—
F, [11]	$a_i$	0,020(10)	0,124(10)	—	—	—	—
	$\lambda_i$	0,0133	0,0136	—	—	—	—

Из двух экспериментальных наборов данных табл.3 [6] и [8,9] второй основан на неправильных значениях  $\lambda_i$  для 3-6 групп ЗН. Сравнение данных [6] и оценкой ENDF/B-VI [5] показывает их

значительные расхождения даже для самых долгоживущих групп. Поэтому можно сделать вывод об отсутствии достоверных данных о выходах групп ЗН для  $^{238}\text{Pu}$ .

**Америций-241.** В табл.4 представлена сводка данных о выходах групп ЗН на 100 делений при делении  $^{241}\text{Am}$  тепловыми (Т) и быстрыми (F) нейтронами, а также нейтронами с энергией 14-15 МэВ (Н).

Видно, что состояние данных для  $^{241}\text{Am}$  примерно соответствует таковому для  $^{237}\text{Np}$ . В целом согласие отсутствует не только между экспериментальными [6,8,9,11] и оценочными [5] данными, но и среди самих трех приведенных экспериментальных наборов данных.

**Америций-243.** В табл.5 представлен единственный известный авторам набор данных о выходах групп ЗН при делении  $^{243}\text{Am}$  быстрыми нейтронами (F).

Таблица 5

Выходы групп ЗН при делении  $^{243}\text{Am}$ 

Энергия нейтронов	Номер группы						
	i	1	2	3	4	5	6
F, [5]	$a_i$	0,0234	0,2945	0,1537	0,3148	0,1656	0,0480
	$\lambda_i$	0,0135	0,0298	0,1138	0,2986	0,8820	2,8111

**Полный выход ЗН.** Наиболее важной в исследованиях и расчетах реакторов величиной является полный выход ЗН при делении  $\nu_d$ . Обычно во всех кинетических расчетах фигурирует величина отношения выхода ЗН к полному среднему числу нейтронов деления  $\bar{\nu}$ , т.е.  $\beta = \frac{\nu_d}{\bar{\nu}}$ . В табл.6 приведены полные выходы ЗН на 100 делений при вынужденном делении вышеуказанных трансактинидов нейтронами с различной энергией.

Таблица 6

Полный выход ЗН на 100 делений

Работа	$^{237}\text{Np}$		$^{238}\text{Pu}$	$^{241}\text{Am}$			$^{243}\text{Am}$
	F	H	F	T	F	H	F
[5]	$1,14 \pm 0,12$	$0,97 \pm 0,11$	$0,79 \pm 0,09$	$0,53 \pm 0,07$	$0,51 \pm 0,06$	$0,26 \pm 0,05$	$0,80 \pm 0,09$
[6]	$1,22 \pm 0,03$	-	$0,406 \pm 0,020$	-	$0,394 \pm 0,024$	-	-
[8]	$1,068 \pm 0,098$	-	$0,461 \pm 0,073$	-	$0,509 \pm 0,60$	-	-
[9]							
[13]	$1,24 \pm 0,15$	-	-	-	$1,31 \pm 0,13$	-	-
[14]	$1,28 \pm 0,13$	$0,96 \pm 0,13$	-	-	$1,41 \pm 0,14$	-	-
[15]	$1,15 \pm 0,15$	-	-	-	$0,394 \pm 0,15$	-	-
[16]	$1,14 \pm 0,15$	-	$0,79 \pm 0,11$	$0,53 \pm 0,07$	$0,50 \pm 0,07$	$0,25 \pm 0,05$	$0,79 \pm 0,10$
[17]	-	-	$0,47 \pm 0,05$	-	-	-	-

Из табл.6 видно, что только для деления  $^{237}\text{Np}$  быстрыми нейтронами почти все приведенные величины согласуются между собой в пределах погрешностей измерений. Поэтому для данного актинида мы можем получить усредненное значение  $\nu_d = 1,18 \pm 0,24$  с гарантированной ошибкой полного выхода ЗН. Для  $^{238}\text{Pu}$  и  $^{241,243}\text{Am}$  экспериментальные и оценочные данные сильно расходятся.

#### Заключение

В настоящее время состояние данных по ЗН для рассмотренных в работе трансактинидов не удовлетворяет потребностям атомной энергетики, в частности, для обеспечения расчетных и экспе-

риментальных исследований по ядерной трансмутации ни по количеству имеющихся данных, ни по их качеству (точность, полнота, достоверность). Предъявляемые требования к точности знания выходов ЗН и  $\beta_{эф}$  ( $\sim 1,5\%$  и  $\sim 3\%$  соответственно), выработанные на Совещании специалистов по ЗН [18], настоятельно диктуют проведение новых прецизионных измерений выходов ЗН в реакции (n,f) на трансактинидах, а также проведение необходимых расчетов, анализа возможных систематических ошибок и формирования законченных наборов рекомендованных значений для их использования в качестве самостоятельных ядерных констант.

Отдел экспериментальной ядерной физики ФЭИ имеет богатый практический опыт по проведению измерений временных и энергетических распределений ЗН, обладает квалифицированными специалистами в этой области и может при соответствующем финансировании выполнить измерения выходов ЗН при делении рассмотренных в настоящей работе актинидов.

#### Список литературы

1. Кузьминов Б.Д. // Нейтронная физика. М.: ЦНИИатоминформ. 1988. Т.1. С.41.
2. Благоевлин П.П. и др. Ядерная трансмутация долгоживущих радиоактивных отходов ядерной энергетики/Тезисы докладов Международного рабочего совещания. Обнинск, 1991, С.14.
3. Takizuka T. et al. A study on Insiniration Target System/In Proc. of the 5th International Conf. on Emerging Nuclear Energy System. Karlsruhe. 1989. P.70.
4. Massey J.V., Schneider A. // Nuclear Technology. 1982. V.56. P.55.
5. Brady M.C., England T.R. // Nucl.Sci.Eng. 1989. V.103. P.129.
6. Benedetti G. e.a. // Nucl.Sci.Eng. 1982. V.80. P.379.
7. Гудков А.Н. и др. // Атомная энергия. 1989. Т.66. С100.
8. Waldo R.W., Karam R.A. // Trans. Am. Nucl. Soc. 1981. V.39. P.879.
9. Waldo R.W., Karam R.A., Meyer R. // Phys.Rev. C. 1981. V.23. P.113.
10. Rudstam G. // Nucl.Sci.Eng. 1982. V.80. P.238.
11. Sanquist V. e.a. // Energia Nuclear. 1973. V.20. P.111.
12. Максютенко Б.П. и др. // Ядерная физика. 1974. Т.19. Вып.4. С.748.
13. Reeder P.L., Warner R.A. // Nucl.Sci.Eng. 1984. V.87. P.181.
14. England T.R. e.a. // Nucl.Sci.Eng. 1983. V.85.P.139.
15. Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Юдкевич М.С. Константы запаздывающих нейтронов: Препринт ИАЭ-4308/4. М., 1986.
16. England T.R., Rider B.F. Status of Fission Yield Evaluatin/Proc. NEANDC Specialists' Meeting on Yields and Decay Data for Fission Product Nuclides, Upton. N.-Y. 1983. BNL-51778. P.265.
17. Tuttle R.J. Review of Delayed Neutron Yields in Nuclear Fission/In Proc. of Consultants' Meeting on Delayed Neutron Properties. Vienna. 1979. INDC(NDS)-107/G+Special. P.29.
18. Hammer Ph. Requirements of Delayed Neutron Data for Design, Operation, Dynamics and Safety of Fast Breeder and Thermal Reactors/Ibid. P.1.

УДК 539.125.516

## ОЦЕНКА СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ИНЖЕНЕРНЫХ РАСЧЕТАХ

Ю.С.Хомяков, М.Н.Николаев, Е.В.Долгов, А.М.Цибуля  
Физико-энергетический институт, Обнинск

EVALUATION OF PROMPT NEUTRON SPECTRA OF FISSION FOR USING IN ENGINEERING CALCULATIONS. The mean energies of prompt fission neutron spectra  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{252}\text{Cf}$  and dependence parameters of Watt type distribution from number of secondary neutrons of fission have been evaluated. Influence fission spectra on reactor characteristics has been considered.

### Введение

В системе констант БНАВ-78 [1] для описания спектров нейтронов деления (СНД) была принята форма Ватта:

$$X(E) \approx e^{-E/a} \operatorname{sh} \sqrt{bE}. \quad (1)$$

Параметры  $a$  и  $b$  предполагались зависящими только от числа нейтронов, освобождающихся при делении. Однако, в последнее время некоторые экспериментальные результаты заставляют более внимательно отнестись к анализу СНД. Так, при обработке результатов измерений отношений сечений ряда реакций в реакторе БР-1 [2] было отмечено, что расхождения между расчетными и экспериментальными данными возрастают по мере возрастания порога реакции. Одной из возможных причин таких расхождений может быть спектр нейтронов деления, принятый в расчетах. Целью данной работы явилась проверка и при необходимости корректировка данных о СНД БНАВ-78, а также исследование влияния неопределенностей в СНД на расчетные характеристики быстрых критических сборок и реакторов.

### Анализ экспериментальных данных о спектрах нейтронов деления

Всю имеющуюся экспериментальную информацию можно условно разбить на три группы:

- данные о средних энергиях спектров нейтронов деления (СНД) урана-235, урана-233, плутония-239 тепловыми нейтронами и спектра нейтронов спонтанного деления калифорния-252. Обычно они определяются путем аппроксимации экспериментальных данных распределением Максвелла;
- данные о форме СНД (имеются ввиду отклонения от максвелловской формы);
- данные о средних энергиях СНД при делении быстрыми нейтронами.

Обзор и обширная библиография работ, выполненных до 1978 г. приведены в работе Старостова Б.И. и др. [3]. В 80-е годы основное внимание экспериментаторов было обращено к СНД калифорния-252.

Спектры нейтронов деления урана-235 и урана-233, плутония-239 измерялись в основном относительным методом [4-6]. В работе Старостова Б.И. и др. [7] измерены СНД этих изотопов в широком диапазоне энергий. Указанные работы составили основу для анализа.

Рассмотрение первой группы данных позволило оценить средние энергии спектров деления  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ :

$$\begin{aligned} \bar{E}_{\text{Cf}} &= 2,13 \pm 0,01 \text{ МэВ}, \\ \bar{E}_5 &= 1,97 \pm 0,02 \text{ МэВ}, \\ \bar{E}_3 &= 2,01 \pm 0,03 \text{ МэВ}, \\ \bar{E}_9 &= 2,07 \pm 0,03 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Небольшие комментарии и замечания. В обзорной работе Старостова Б.И. и др. [3] 1980 г. отмечается существование двух групп данных, по которым средняя энергия СНД  $^{252}\text{Cf}$  составляла величину 2,14 и 2,33 МэВ соответственно. Более поздние работы (например [7-9] и др.) подтвердили первое значение. Практически все работы по определению средней энергии СНД  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтрона-

ми дают значение, близкое к 1,97 МэВ. Однако, в последней работе Юхансона П. и др. [10] 1977 г. средняя энергия СНД  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 0,53 МэВ найдена равной  $(2,03 \pm 0,03)$  МэВ, что противоречит результатам измерений многих авторов (в том числе и Юхансона П. и др. [11]) для "тепловой точки" (их среднее  $1,97 \pm 0,02$ ). Более высокие значения средней энергии  $(2,06 \pm 0,05)$  СНД  $^{235}\text{U}$  при делении медленными нейтронами дает и Книттер Х. в работе [12]. Старостов Б.И. и др. [7] отмечают, что в области от 0,6 до 2 МэВ результаты Юхансона П. и др. [10] могут быть искажены фонами. Возможно, это и послужило причиной высокого значения измеренной средней энергии. Однако, ясности в данном вопросе на наш взгляд еще нет. Заметим также, что значение  $\bar{E}_5 = 1,97$  МэВ соответствует БНАБ-78, а значение  $\bar{E}_5 = 2,03$  МэВ принято в файле ENDF/B-V. Значение средней энергии СНД  $^{239}\text{Pu}$  получено усреднением данных работ [4-7]. Результаты этих работ различаются между собой сильнее, чем можно было бы ожидать исходя из приводимых авторами погрешностей (например, Большовым В.И. и др. [4] для  $^{239}\text{Pu}$  получено  $\bar{E}_0 = 2,06 \pm 0,01$ , у Старостова Б.И. и др. [7]  $\bar{E}_0 = 2,086 \pm 0,015$ ). Принимаемые нами погрешности результатов усреднения учитывают фактический разброс данных. Отметим также, что рекомендуемые в системе БНАБ-78 средние энергии СНД  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  на  $\sim 2\%$  ниже оцененных здесь нами.

В последнее время проведено достаточно много работ по определению формы СНД  $^{252}\text{Cf}$ . Достаточно надежно получены отклонения от максвелловской формы, особенно заметные при энергиях больших 6 МэВ. Для их учета часто используется оценка NBS [13]. Предпринимаются попытки их описания с привлечением новых теоретических моделей (модель Медленда-Никса). Френер Ф. сделал оценку СНД  $^{252}\text{Cf}$ , основываясь на известном распределении Ватта [14]. Используя последние экспериментальные данные, он получил следующие значения параметров данного распределения:  $a=1,175$ ,  $b=1,040$ . Френер Ф. утверждает, что распределение Ватта с такими параметрами позволяет непротиворечиво описать всю совокупность имеющихся экспериментальных данных. Манхарт в своем анализе тех же данных [15] не согласен со столь оптимистической оценкой ситуации и полагает, что ни одна теоретическая модель из имеющихся не может претендовать на описание совокупности экспериментов с точностью до ошибок. Несмотря на эти сомнения мы однако полагаем, что описание СНД  $^{252}\text{Cf}$  формой Ватта на сегодняшний день является вполне приемлемым по крайней мере с практической точки зрения. Рекомендуемое Френером Ф. распределение отличается от принятого в БНАБ-78 в первую очередь в высокоэнергетичной его части (см. рис.1).

В отличие от СНД  $^{252}\text{Cf}$  данных о форме СНД  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  очень мало. Из работы Старостова Б.И. Б.И. и др. [7] следует, что закономерности отклонений СНД от максвелловской формы для этих изотопов одни и те же. С учетом результата Френера Ф. это наводит на мысль попытаться описать данные спектры с использованием распределения Ватта. Применение распределения Ватта позволило добиться удовлетворительного согласия расчетных и экспериментальных данных (см. рис.2-4). К сожалению, в нашем распоряжении нет табличных экспериментальных данных, а потому точность определения параметров распределения Ватта невысока. Отметим следующее. Применение распределения Ватта для аппроксимации в случае урана-233 и плутония-239 дало значение средней энергии, совпадающее с данными авторов работы, полученное численным интегрированием. Для урана-235 значение средней энергии, определенное по параметрам распределения Ватта несколько выше (на 0,5-1%). В работах Большова В.И. и др. [4] и Смита А.В. [5] данные о форме СНД не приводятся и лишь предполагается, что разность в средних энергиях (относительно  $^{252}\text{Cf}$ ) не зависит (или по крайней мере слабо зависит) от вида аппроксимирующего распределения. В то же время в работах Юхансона П. [11] 1975 и 1977 г. отмечается не только лучшее согласие экспериментальных данных с распределением Ватта, но и указывается на то, что применение распределений Ватта и Максвелла дает различные значения средней энергии СНД  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ . Это различие составляет  $\sim 1\%$  в [11] и  $\sim 3\%$  в [10]. Хотя расхождения невелики (за исключением последней работы Юхансона П. [10]), мы считаем, что при определении средней энергии необходимо учитывать факт отклонения СНД от максвелловской формы.

Тем самым сравнение спектров Ватта и Максвелла показало преимущество первого из них для указанных ядер. Таким образом, можно утверждать, что принятое в системе БНАБ-78 описание спектров формой Ватта вполне соответствует новейшим экспериментальным данным.

В БНАБ-78 спектры нейтронов полагаются не зависящими от делящегося ядра и целиком определяются числом вторичных нейтронов  $\bar{\nu}$ .

Такое представление очень удобно для подготовки данных для нейтронно-физических расчетов, т.к. при этом усреднение по всем делящимся ядрам в системе и по энергиям нейтронов, вызывающих деление сводится к усреднению  $\bar{\nu}$ . Отказ от такой формы представления спектров деления оправдан лишь в случае, если того требуют неопровержимые экспериментальные данные и это ведет к существенным погрешностям расчетов.

На рис. 5 приведены средние энергии СНД в зависимости от  $\bar{\nu}$ . Из него видно, что корреляция между данными параметрами без сомнения существует. Также видно, что зависимость БНАБ-78 лежит несколько ниже экспериментальных данных. В частности, это приводит к заметной погрешности в определении средней энергии для СНД  $^{239}\text{Pu}$ , являющегося одним из важнейших топливных материалов. Если иметь целью описание СНД для проведения реакторных расчетов, то логично было бы принять зависимость обеспечивающую наибольшую точность для изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ :

$$E = 1,43 + 0,227 \cdot \bar{\nu}. \quad (2)$$

Попробуем оценить возможные погрешности такой аппроксимации. В области энергий нейтронов, соответствующих спектрам тепловых реакторов и реакторов БН данная зависимость хорошо описывает экспериментальные данные. Средняя энергия СНД  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  при делении тепловыми нейтронами составляет 1,98 и 2,08 МэВ соответственно. Это согласуется с оцененными значениями в пределах погрешностей эксперимента. Незначительное (на 0,5%) превышение над оцененными средними значениями позволило лучше согласовать всю совокупность данных, а также информацию о средней энергии с информацией о форме СНД. Погрешность определения средней энергии СНД в "быстрой" области составляет ~2% для  $^{235}\text{U}$  и ~3% для  $^{239}\text{Pu}$ . Данная зависимость не учитывает такой факт, что при энергиях выше порога реакций  $(n, p'f)$ ,  $(n, 2p'f)$  и т.д. в спектре нейтронов деления появляется составляющая, приводящая к смятению спектров. Это обстоятельство может быть одной из причин того, что отклонение от экспериментальных значений, полученных Замятиним Ю.С. и др. [16] при начальной энергии нейтронов, вызывающих деление, 14 МэВ, составляет ~15% для  $^{235}\text{U}$  и ~7% для  $^{239}\text{Pu}$ . Однако учитывая то, что общее количество делений в реакторе под действием нейтронов таких энергий мало, можно утверждать, что указанная погрешность не будет иметь существенного значения для расчета реакторных спектров.

Большинство экспериментальных работ для средней энергии СНД урана-238 дают более низкое значение по сравнению с предложенной зависимостью. Зависимость, предложенная Корниловым Н.В. [17], лежит в среднем на ~3% ниже. Насколько это существенно? С учетом вклада урана-238 в общее количество делений можно утверждать, что влияние указанной неточности на результаты нейтронно-физических расчетов реакторов того же порядка, что и влияние неопределенностей в спектрах деления урана-235 и плутония-239. Кроме того экспериментальные результаты хотя и на границе погрешностей (по крайней мере в пределах двух стандартных отклонений), но описываются предложенной зависимостью.

Для урана-233 данная зависимость дает  $\bar{E}=1,99$  МэВ, что достаточно хорошо согласуется со значением  $\bar{E}=2,01 \pm 0,03$ , оцененным выше.

Для калифорния-252 данная зависимость дает значение средней энергии 2,22 МэВ, что существенно выше оцененного значения. Поскольку калифорний не входит в состав реакторов и критсборок, указанное противоречие не приводит к погрешностям в их расчете. Для обработки экспериментальных результатов на калифорниевых источниках можно использовать распределение, предложенное Френером Ф.

Таким образом, рекомендованная нами зависимость средней энергии спектров нейтронов деления от  $\bar{\nu}$  представляется вполне приемлемой с точки зрения накопленной экспериментальной информации. Следует лишь отметить, что систематических экспериментальных работ по СНД при делении быстрыми нейтронами немного. Они проведены только Книттером Х. для плутония-239 [12] и Корниловым Н.В. для урана-238 [17, 18]. На данном этапе для оценки зависимости средней энергии от  $\bar{\nu}$

большее значение имеют "тепловые точки", а данные о делении быстрыми нейтронами служат пока скорее для проверки на непротиворечивость, чем непосредственно для оценки.

Экспериментальных данных, позволяющих судить о зависимости от  $\bar{\nu}$  не только средней энергии, но и параметров распределения Ватта, в нашем распоряжении нет. Поэтому интерполяцию параметров мы проводили по имеющимся данным для СНД урана-235, урана-233 и плутония-239 при делении тепловыми нейтронами. Попытка сохранить интерполяционные формулы БНАБ-78 показала, что при этом ухудшается качество описания СНД. Более простые схемы интерполяции позволяют удовлетворительно описать форму указанных спектров. Нами была выбрана следующая интерполяция:

$$a = 1,03 = const \quad b = 0,858 \cdot \bar{\nu} - 0,436. \quad (3)$$

Представление спектров деления распределением Ватта с указанной зависимостью параметров от  $\bar{\nu}$  не противоречит экспериментальным данным, сохраняет удобства, связанные с подготовкой данных для нейтронно-физических расчетов, а потому может быть рекомендовано для практического использования. Отметим только, что вопрос о физической интерпретации указанной интерполяции нами не рассматривался.

#### Влияние СНД на интегральные и реакторные характеристики

Для расчета интегральных и реакторных характеристик были подготовлены следующие групповые СНД:

БНАБ-78, БНАБ-90 - спектры рассчитаны по формуле Ватта с зависимостью параметров БНАБ-78 и предложенной в данной работе (см. (3));

MAXWELL - спектры рассчитаны по формуле Максвелла с зависимостью средней энергии от  $\bar{\nu}$  БНАБ-78;

NBS, ENDF/B-V - для урана-235 групповые спектры рассчитаны по формулам [13] и данным библиотеки ENDF/B-V соответственно. При расчетах реакторных характеристик для остальных изотопов использовались спектры БНАБ-78;

ENDF/B-VI, JENDL-3 - для урана-235, 238 и плутония-239 спектры рассчитаны по данным библиотек ENDF/B-VI и JENDL-3 соответственно;

БНАБ-90M - спектры рассчитаны по формуле Ватта со следующей зависимостью параметров от  $\bar{\nu}$ :

$$a = 0,988 \cdot (0,770 + 0,0953 \cdot \bar{\nu}), \quad b = 2,249 / (0,770 + 0,0953 \cdot \bar{\nu}), \\ E = 1,563 + 0,1935 \cdot \bar{\nu}. \quad (4)$$

Данная зависимость по средним энергиям имеет наклон практически совпадающий с БНАБ-90, но лежит выше на 2,5%, для "тепловых точек" урана-235 и плутония-239 соответствует ENDF/B-VI. Кроме того, для "тепловой точки" урана-235 спектр идентичен принятому в ENDF/B-V. Появление данного спектра связано с попыткой понять, насколько сильно результаты зависят от принятых опорных средних энергий для урана-235 и плутония-239 (путем сравнения с расчетами по БНАБ-90) и от схемы учета энергетической зависимости СНД (сравнение с расчетами по ENDF/B-VI).

Насколько различаются спектры можно понять из данных табл. 1, 2.

В табл. 3 приведены результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных по средним сечениям реакций на спектре деления урана-235 тепловыми нейтронами. Экспериментальные данные взяты из работы [19], сечения реакций из дозиметрического файла ENDF/B-V. Следует отметить следующее:

— при использовании СНД БНАБ-78 происходит систематическое занижение расчетных данных для пороговых реакций (для реакции  $^{47}\text{Ti}(n,p)$  в ENDF/B-V принята завышенная оценка сечения);

— для пороговых реакций  $(n,\alpha)$  и  $(n,p)$  расхождения существенно зависят от формы СНД при высоких энергиях. Использование максвелловской формы СНД несколько завышает расчет, другие формы позволяют разумно согласовать расчет с экспериментом;

— для реакции f8 (одной из важнейших для ядерных реакторов) детали формы играют меньшую роль по сравнению с имеющейся разницей в средних энергиях СНД ENDF/B-V, VI и БНАБ-78. Если применение максвелловской формы лишь увеличивает расхождение между расчетом и экспериментом (по сравнению с БНАБ-78), то увеличение средней энергии на 3% (т.е. до значения ENDF/B-

позволяет полностью его устранить. Заметим однако, что такое повышение средней энергии СНД урана-235 находится в противоречии с оцененной выше величиной  $1,97 \pm 0,02$  МэВ.

Для оценки влияния СНД на реакторные характеристики был проведен ряд расчетов по одномерной программе КРАБ-1 [20] с модернизированным блоком расчета среднего для реакторной композиции спектра деления. Стандартное усреднение спектра по делящимся изотопам и по энергиям нейтронов, вызывающих деление, заменялось на усреднение числа вторичных нейтронов и по среднему  $\bar{\nu}$  рассчитывался спектр нейтронов деления для многогруппового расчета. В модернизированный блок была заложена более корректная схема с усреднением непосредственно спектров деления, которая позволяет производить расчет СНД с любой зависимостью СНД, как от энергий нейтронов, так и от делящегося ядра.

На первой стадии было проверено, насколько некорректна схема расчета с усреднением числа вторичных нейтронов, применяемая в БНАБ-78. Расчеты показали полное отсутствие чувствительности к используемой схеме расчета (погрешность в  $K_{эф}$   $< 0,05\%$ , в потоках  $< 0,1\%$ ). Таким образом, при использовании по крайней мере линейной интерполяции СНД зависимостью от  $\bar{\nu}$  для расчета спектра реальной композиции материалов можно использовать достаточно удобный метод БНАБ-78.

В табл.4 и 5 приведены результаты влияния СНД на реакторные характеристики. Из скоростей реакций приведено влияние только на  $\beta 8$ , т.к. скорости других важных реакций ( $\beta 5, \beta 6, \beta 7, \beta 9, \beta 10$ ) меняются незначительно. Полученные данные позволяют сделать следующие выводы:

— влияние формы СНД на  $K_{эф}$  при сохранении средней энергии слабо и составляет величину  $< 0,2\%$ ;

— более существенно меняется  $K_{эф}$  при изменении средней энергии. Это связано с тем, что изменение  $K_{эф}$  в основном связано с изменением  $\beta 8$ , а  $\beta 8$ , как отмечалось выше, в основном зависит от средней энергии (1% изменения в средней энергии приводит приблизительно к 1%-му изменению в  $\beta 8$ ). Тем самым влияние СНД на  $K_{эф}$  будет заметным для сборок с большим количеством делений на уране-238. Максимальное влияние СНД на  $K_{эф}$  наблюдается по этой причине для сборки СКЕРЦО 5,56 (урановая) и сборки типа ZPR-6-7 (плутониевая). Данные по этим сборкам можно считать предельными;

— для СКЕРЦО 5,56 различие в средних энергиях между ENDF/B-V, VI и БНАБ-78 достаточно сильно отражается на расчетном значении  $K_{эф}$ , причем в сторону лучшего согласия с экспериментом (по данным БНАБ-78 расхождение составляет 1,5%). Изменение зависимости БНАБ-78 на БНАБ-90, сохраняющее в пределах 1,0% среднюю энергию спектра деления урана-235 в основной области делений, сказывается значительно слабее. Также невелико различие в результатах расчета со спектрами ENDF/B-VI и БНАБ-90M, которые близки по значениям средней энергии и различаются в основном по форме. Поскольку данный эксперимент играет заметную роль при тестировке и корректировке констант необходимо внимательно отнестись к спектру нейтронов деления как возможному источнику погрешности расчета, а из информации о СНД в первую очередь к его средней энергии.

Таким образом, результаты, полученные при использовании СНД со средней энергией, повышенной на ~3% относительно данных микроскопических экспериментов, ближе к результатам интегральных и макроэкспериментов. И хотя существуют другие возможные источники расхождений, отмеченный факт лучшего согласия расчета и эксперимента заслуживает дополнительного внимания.

#### Выводы

1. Имеющиеся экспериментальные данные в широком диапазоне энергий (0,1-10 МэВ) не описываются максвелловским спектром, но спектром Ватта их вполне можно описать с точностью до погрешностей измерений.

2. Для описания СНД в реакторах рекомендуется использовать форму Ватта с параметрами, зависящими от делящегося ядра и энергии нейтронов, вызывающих деление, только через  $\bar{\nu}$  - среднее число нейтронов, испускаемых на акт деления:

$$a = 1,03 = const \quad b = 0,858 \cdot \bar{\nu} - 0,436 \\ E = 1,430 + 0,227 \cdot \bar{\nu}.$$

Погрешность определения средней энергии СНД составляет  $\sim 2\%$  при  $\bar{\nu} < 2,8$  и  $\sim 3\%$  при  $2,8 < \bar{\nu} < 3,2$ , при делении высокоэнергетичными нейтронами может достигать  $10\%$ . В связи с этим применение данной формулы, скажем, для расчета СНД в термоядерных устройствах может привести к погрешностям, которые могут оказаться неоправданно большими.

3. Результаты расчета основных характеристик реакторов слабо зависят от того, какую принять форму СНД, если только параметры этих спектров подобраны так, что средняя энергия нейтронов деления получается одинаковой.

4. Результаты интегральных и макроэкспериментов в целом лучше согласуются с расчетом при использовании СНД с повышенной относительно рекомендованной зависимости средней энергии. Важной с практической точки зрения является разрешенное противоречие между данными работы Юхансона П. и др. [10] (и соответственно ENDF/B-V, VI) и данными других авторов (и соответственно БНАБ-78).

5. Представляет интерес измерение средних энергий СНД под действием быстрых нейтронов, уточнение различия в средних энергиях спектров деления урана-235 и урана-238. Важно, чтобы эксперименты проводились в широком диапазоне энергий (0,1-10 МэВ) с анализом отклонений спектров от максвелловской формы.

Таблица 1

*Отношение различных оценок спектра деления U-235 тепловыми нейтронами, представленных в групповом виде, к соответствующему спектру БНАБ-78*

g	MAXWELL	BNAB-90	ENDF/B-V	ENDF/B-VI	JENDL-3
-1	2,40	1,33	1,35	2,43	1,85
0	1,64	1,20	1,26	1,39	1,17
1	1,17	1,08	1,14	1,13	1,09
2	1,01	1,01	1,07	1,05	1,06
3	0,96	0,99	1,03	1,03	1,05
4	0,97	0,99	1,00	1,02	1,02
5	1,00	0,99	0,98	0,98	0,98
6	1,03	1,01	0,97	0,96	0,94
7	1,05	1,01	0,96	0,93	0,92
8	1,07	1,02	0,96	0,89	0,91
9	1,08	1,02	0,96	0,87	0,91
10	1,08	1,02	0,96	0,87	0,91
11	1,08	1,02	0,96	0,87	0,91
12	1,09	1,03	0,96	0,87	0,91
13	1,09	1,00	0,96	0,87	0,90

Таблица 2

*Отношение различных оценок спектра деления Pu-239 тепловыми нейтронами, представленных в групповом виде, к соответствующему спектру БНАБ-78*

g	MAXWELL	BNAB-90	BNAB-90M	ENDF/B-VI	JENDL-3
-1	2,22	1,34	1,49	1,96	2,40
0	1,56	1,24	1,36	1,22	1,43
1	1,15	1,13	1,21	1,12	1,22

g	MAXWELL	BNAB-90	BNAB-90M	ENDF/B-VI	JENDL-3
2	1,00	1,06	1,10	1,08	1,12
3	0,97	1,02	1,04	1,06	1,07
4	0,98	1,00	1,00	1,02	1,02
5	1,00	0,98	0,97	0,97	0,96
6	1,03	0,97	0,95	0,93	0,92
7	1,05	0,97	0,94	0,91	0,90
8	1,06	0,96	0,93	0,90	0,89
9	1,07	0,96	0,93	0,89	0,89
10	1,07	0,96	0,93	0,89	0,88
11	1,07	0,96	0,93	0,91	0,88
12	1,08	0,96	0,93	0,90	0,90
13	1,08	0,96	0,93	0,90	0,90

Таблица 3

Отношение расчетных средних сечений на спектре деления урана-235  
тепловыми нейтронами к экспериментальным

Реакция	БНАБ-78		MAXWELL	БНАБ-90	NBS	ENDF/B-V, БНАБ-90M	ENDF/B-VI
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$	0,86	0,06	1,06	0,96	0,97	1,00	1,00
$^{48}\text{Ti}(n,p)$	0,89	0,06	1,09	0,98	1,00	1,02	1,03
$^{56}\text{Fe}(n,p)$	0,87	0,06	1,01	0,94	0,96	0,99	0,98
$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$	0,84	0,06	0,97	0,90	0,92	0,94	0,94
$^{46}\text{Ti}(n,p)$	0,88	0,06	0,94	0,91	0,93	0,96	0,95
$^{27}\text{Al}(n,p)$	1,00	0,06	1,06	1,03	1,05	1,09	1,08
$^{47}\text{Ti}(n,p)$	1,24	0,07	1,25	1,25	1,25	1,30	1,30
$^{232}\text{Th}(n,f)$	0,89	0,07	0,89	0,89	0,88	0,92	0,92
$^{238}\text{U}(n,f)$	0,965	0,026	0,956	0,965	0,955	0,993	1,00
$^{115}\text{In}(n,n')$	0,91	0,04	0,90	0,90	0,90	0,93	0,94
$^{237}\text{Np}(n,f)$	0,99	0,04	0,98	0,98	0,98	0,98	0,98
$^{239}\text{Pu}(n,f)$	0,98	0,03	0,98	0,98	0,98	0,98	0,98
$^{235}\text{U}(n,f)$	1,018	0,018	1,020	1,020	1,019	1,021	1,020
$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	0,95	0,05	0,95	0,94	0,95	0,93	0,93
$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$	1,088	0,015	1,104	1,09	1,100	1,069	1,060
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)$	0,98	0,06	0,99	0,98	0,99	0,94	0,94

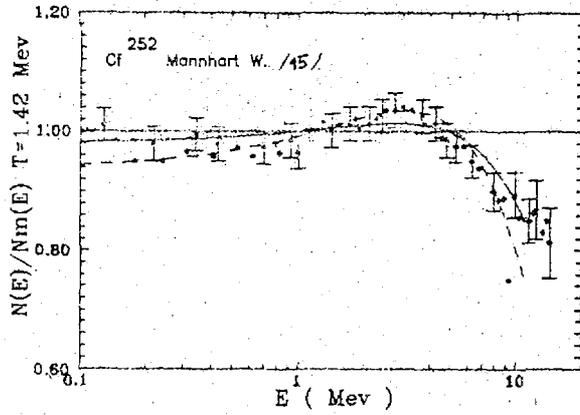


Рис.1 Отношение СНД  $^{252}\text{Cf}$  к максвелловскому распределению: I - оценка Манхарта [15]; — оценка Френера Ф. [14]; - - - - БНАБ-78 [1]

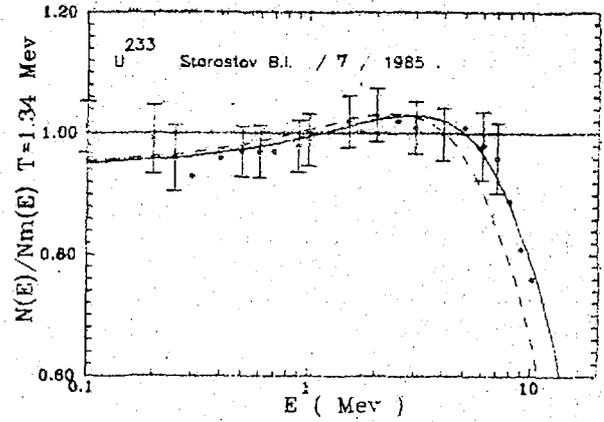


Рис.2. Отношение СНД  $^{233}\text{U}$  к максвелловскому распределению: I - экспериментальные данные Старостова Б.И. и др. [7]; — рекомендуемое распределение (3); - - - - БНАБ-78 [1]

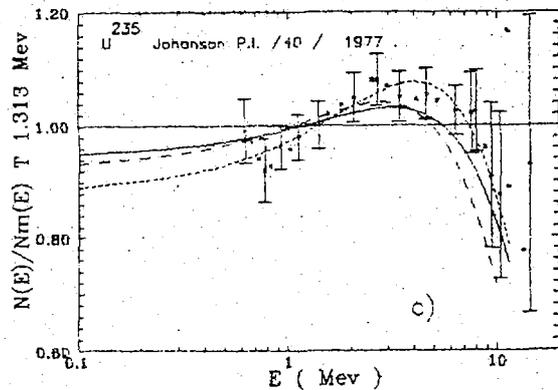
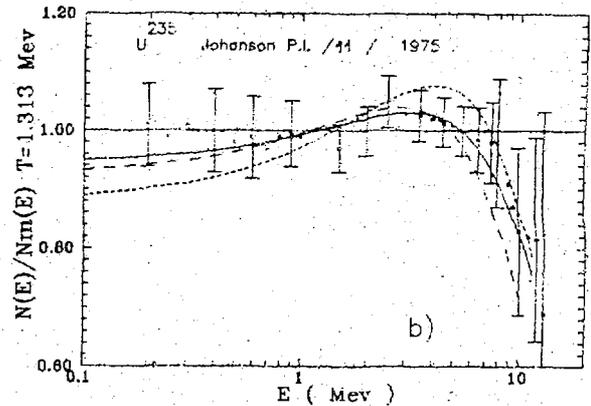
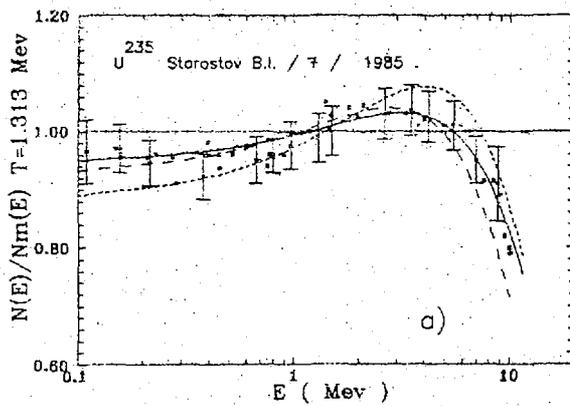


Рис.3. Отношение СНД  $^{235}\text{U}$  к максвелловскому распределению: I - экспериментальные результаты работ Старостова Б.И. и др. [7] (а), Юхансона П.И. [10] (б), [11] (с); — рекомендуемое распределение (3); - - - - БНАБ-78 [1]

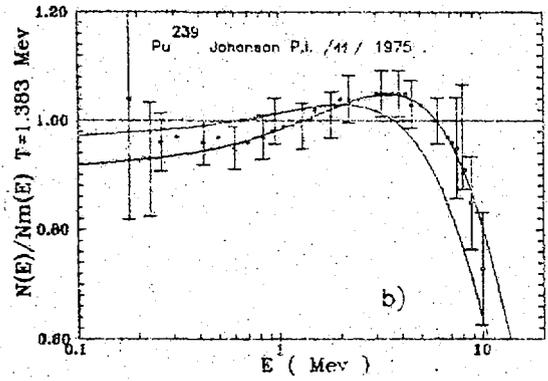
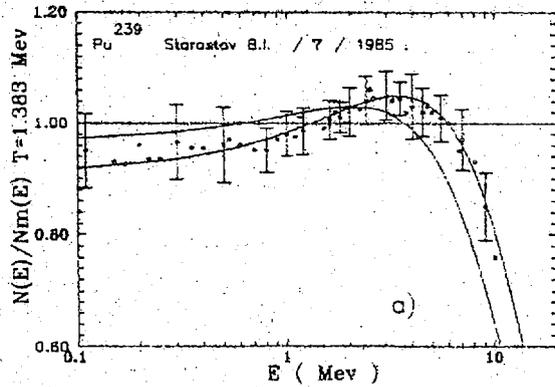


Рис.4. Отношение СНД  $^{239}\text{Pu}$  к максвелловскому распределению: 1 - экспериментальные результаты работ Старостова Б.И. и др. [7] (a) и Юхансона П.И. [11] (b); — рекомендуемое распределение (3); - - - - - БНАБ-78 [1]

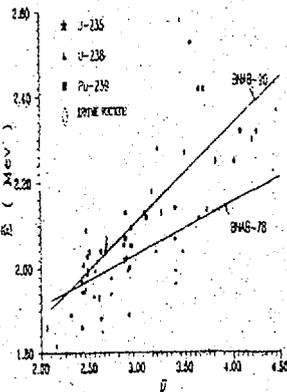


Рис.5. Зависимость  $\bar{E} = f(\bar{\nu})$

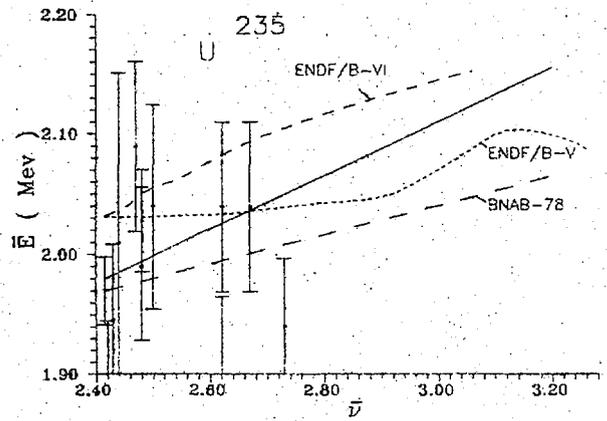


Рис.6. Зависимость  $\bar{E} = f(\bar{\nu})$  для  $^{235}\text{U}$  в области, важной для ядерных реакторов.

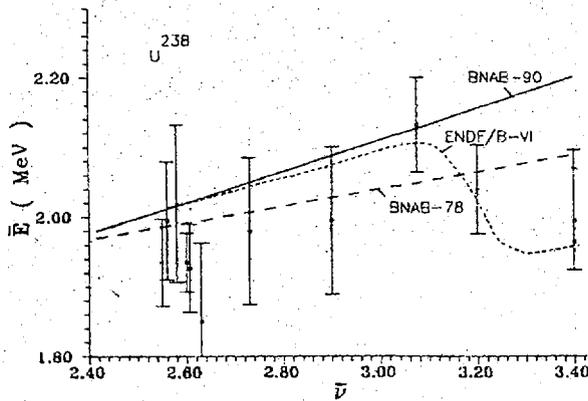


Рис.7. Зависимость  $\bar{E} = f(\bar{\nu})$  для  $^{238}\text{U}$  в области, важной для ядерных реакторов

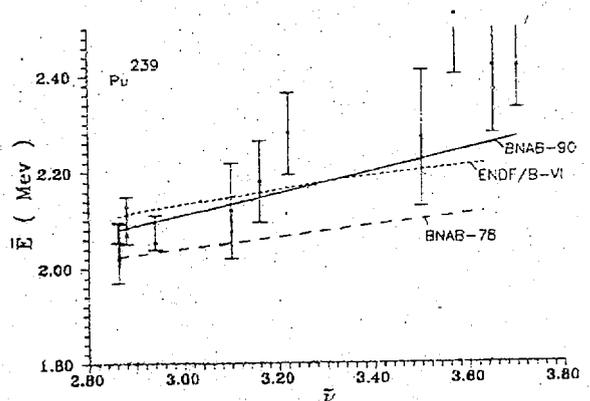


Рис.8. Зависимость  $\bar{E} = f(\bar{\nu})$  для  $^{239}\text{Pu}$  в области, важной для ядерных реакторов

Таблица 4

Изменение  $K_{эф}$  (в % от БНАБ-78) при использовании различных СНД

	MAXWELL	ENDF/B-V*	ENDF/B-VI	BNAB-90	BNAB-90M	JENDL-3
Скерио 5.56	-0,16	+0,054	+0,80	+0,27	+0,95	+1,16
ZPR-6-6a	-0,08	+0,20	+0,26	+0,04	+0,26	+0,34
ZPR-6-7	-0,15	+0,00	+0,55	+0,32	+0,52	+0,72

Таблица 5

Изменение  $\beta_8$  (в % от БНАБ-78) при использовании различных СНД

	MAXWELL	ENDF/B-V*	ENDF/B-VI	BNAB-90	BNAB-90M	JENDL-3
Скерио 5.56	-1,2	+1,8	+2,7	+0,6	+3,3	+4,2
ZPR-6-6a	-1,4	+2,6	+3,3	+0,2	+3,0	+4,2
ZPR-6-7	-1,2	+0,2	+4,8	+2,9	+4,6	+6,2

\* - Из ENDF/B-V использовался только СНД U-235.

## Список литературы

1. Групповые константы для реакторов и защиты/Под ред. М.Н. Николаева. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Звонарев А.В. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1990. Вып. 3. С. 67.
3. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1980. Вып. 2 (37). С. 3.
4. Большов В.И., Смиреникин Г.Н. // Атомная энергия. 1985. Вып. 5. С. 343.
5. Smith A. e.a. // Nucl. Sci. and Engng. 1980. V. 76. P. 357.
6. Sugimoto M., Smith A., Guenther P. // Nucl. Sci. and Engng. 1987. V. 97. N3. P. 235.
7. Старостов Б.И., Нефедов В.Н., Бойцов А.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1985. Вып. 3. С. 16.
8. Batenkov O.I. e.a. IAEA Consultant's Meeting on the  $^{235}\text{U}$  Fast-Neutron Fission Cross-Section and  $^{252}\text{Cf}$  Fission Neutron Spectrum: INDC (NDS)-146. Vienna: IAEA. 1983. P. 161.
9. Poenitz W.P., Tamura T. IAEA Consultant's Meeting on the U Fast-Neutron Fission Cross-Section and  $^{252}\text{Cf}$  Fission Neutron Spectrum: INDC (NDS)-146. Vienna: IAEA. 1983. P. 175.
10. Johanson P.I., Holmqvist B. // Nucl. Sci. and Engng. 1977. V. 62. N 4. P. 695.
11. Johanson P.I. e.a. // Proc. Intern. Conf. on Nuclear Cross-Section and Technology. Washington. 1975. V. 11. P. 572.
12. Knitter H.H. e.a. Prompt Fission Neutron Spectra. Vienna: IAEA. 1972. P. 41.
13. Grundle J.A., Eisenhauer C.M. // Natl. Bur. Stds. Publ. NBS-493. 1977. P. 198.
14. Frohner F.H. IAEA Advisory Group Meeting on Nuclear Theory for Fast Neutron Nuclear Data Evaluation, Beijing, 12-16 oct. 1987.
15. Mannhart W. Handbook of Nucl. Act. Data, Techn. Rep. Ser. 273 (IAEA, Vienna, 1987) P. 163.
16. Замятин Ю.С., Сафина И.Н., Гутникова Е.К. // Атомная энергия. 1958. N4. С. 337.
17. Барыба В.Я., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В., Сальников О.А. // Атомная энергия. 1977. Т. 43. Вып. 4. С. 226.
18. Корнилов Н.В., Барыба В.Я., Сальников О.А. // Нейтронная физика. Материалы 5-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 15-19 сентября 1980 г. М: ЦНИИатоминформ, 1980. Ч. 3. С. 104.
19. Cross Section Evaluation Working Group Benchmark Specifications. BNL 19302, Vol. II, ENDF-202.
20. Савоськин М.М. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1984. Вып. 6 (43). С. 44.

УДК 539.172

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ  $^{231,232,233}\text{Pa}$ 

В.М.Маслов

Институт ядерной энергетики, Минск

EVALUATION OF  $^{231,232,233}\text{Pa}$  NEUTRON DATA. Experimental data in fast neutron energy region are reviewed. The calculated fission and (n,nx) reaction cross section are compared with JENDL-3 and ENDF/B-V evaluated data. The discrepancies with previous evaluations are discussed to be due to model deficiencies.

Нейтронные сечения ядер протактиния необходимы для реализации U-T топливного цикла. Экспериментальные возможности определения нейтронных сечений короткоживущих изотопов  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{Pa}$  и  $^{233}\text{Pa}$  в значительной мере исчерпаны. Имеющиеся оценки нейтронных сечений в библиотеках ENDF/B-V и JENDL-3 существенно расходятся. Поэтому весьма привлекательным способом определения качества файлов оцененных нейтронных данных является их сравнение с результатами теоретического анализа. В данной работе мы ограничимся рассмотрением сечений деления и реакций (n,2n) и (n,3n). Ранее такой анализ был выполнен в случае наблюдаемых сечений деления актиноидов с использованием систематик статистических характеристик равновесных и сильнодеформированных состояний ядер [1]. Параметризация спектра неупругорассеянных нейтронов возможна при согласованном описании нейтронных сечений для ядра  $^{238}\text{U}$  и позволяет описать наблюдаемые сечения деления изотопов U, Pu, Am. Кроме того, в таком подходе хорошо воспроизводятся функции возбуждения реакций  $^{232}\text{Th}(n,2n)$ ,  $^{235}\text{U}(n,2n)$ ,  $^{235}\text{U}(n,3n)$ ,  $^{237}\text{Np}(n,2n)$  и  $^{239}\text{Pu}(n,2n)$ .

Анализ экспериментальных данных. Сечение деления измерено лишь для  $^{231}\text{Pa}$  в области энергий 0,135-7,4 МэВ [2]. Данные по сечениям деления нейтронами ядер  $^{229}\text{Pa}$ ,  $^{230}\text{Pa}$  и  $^{232}\text{Pa}$  можно получить с помощью полумпирического метода, предложенного в [3]. Делимости ядер протактиния в реакциях ( $^3\text{He,tf}$ ) и ( $^3\text{He,df}$ ), измеренные в [4], используются для определения сечений деления нейтронами ядер Pa. Сравнение данных по сечению реакции  $^{231}\text{Pa}(n,f)$  [2] и делимости  $^{232}\text{Pa}$  в реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He,tf})$  (рис.1) позволяет уточнить эмпирическую оценку сечения образования составного ядра в [3]:

$$G_f = 3,1 (1 + 0,05 (E - 4)) P_f,$$

где E - энергия налетающего нейтрона, МэВ.

Эта зависимость используется нами для перенормировки данных [4] в области первого плато для ядер-мишеней  $^{229}\text{Pa}$ ,  $^{230}\text{Pa}$  (рис.1) и  $^{232}\text{Pa}$ .

Оценка сечений. Подробно процедура расчетов описана в [1]. Здесь мы лишь кратко укажем основные моменты. В качестве нейтронных проницаемостей мы использовали результаты анализа взаимодействия  $^{232}\text{Th}+n$  [5] с помощью деформированной оптической модели, которая хорошо описывает полное сечение и угловые распределения упруго- и неупругорассеянных нейтронов. Проницаемости конкурирующих каналов реакций эмиссии нейтронов и деления вычислялись с помощью модели плотности уровней, учитывающей оболочечные, сверхтекучие и коллективные эффекты. Барьер деления ядер Pa, по-видимому, трехгорбый [6], то есть внешний горб разделяется на два горба, разделенных сравнительно мелкой ямой. Однако самый внутренний барьер много меньше внешнего [7], поэтому в области первого "плато" и при более высоких энергиях возбуждения сечение деления определяется внешним горбом. Следовательно, в надпороговой области возбуждения энергетическую зависимость сечений деления ядер Pa можно описать и в модели двухгорбого барьера деления, используя систематику статистических параметров из [1].

$^{231}\text{Pa}$ . Выше порога реакции  $^{231}\text{Pa}(n,df)$  делимость ядра  $^{231}\text{Pa}$ , полученная в реакции  $^{230}\text{Th}(^3\text{He,df})$ , позволяет описать энергетическую зависимость данных [1] (рис.2а). Поведение сечения деления первого шанса фиксируется систематикой параметров делительного канала и экситонной модели предравновесной эмиссии. В области порога реакции  $^{231}\text{Pa}(n,2nf)$ , наша оценка наблюдаемого сечения деления существенно отличается от оценок ENDF/B-V и JENDL-3.

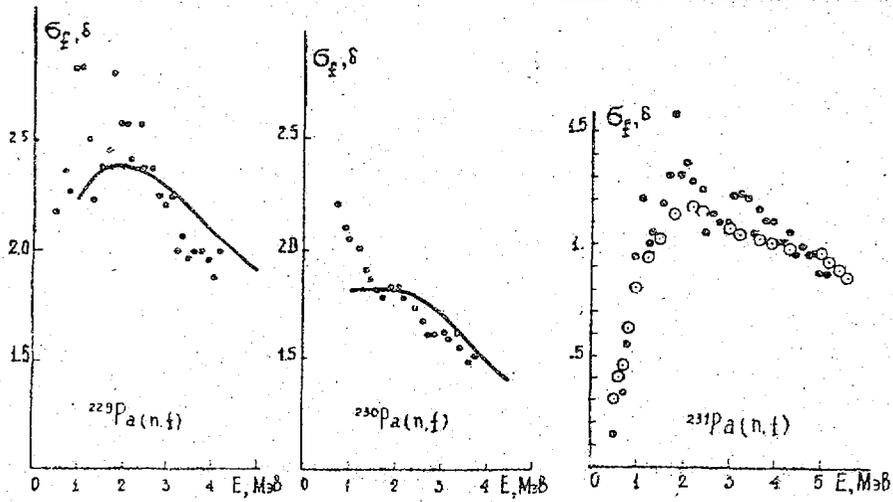


Рис.1. Сечения деления  $^{229}\text{Pa}$ ,  $^{230}\text{Pa}$  и  $^{231}\text{Pa}$  нейтронами: ----- расчет; o - данные работы [2], • - данные работы [3]

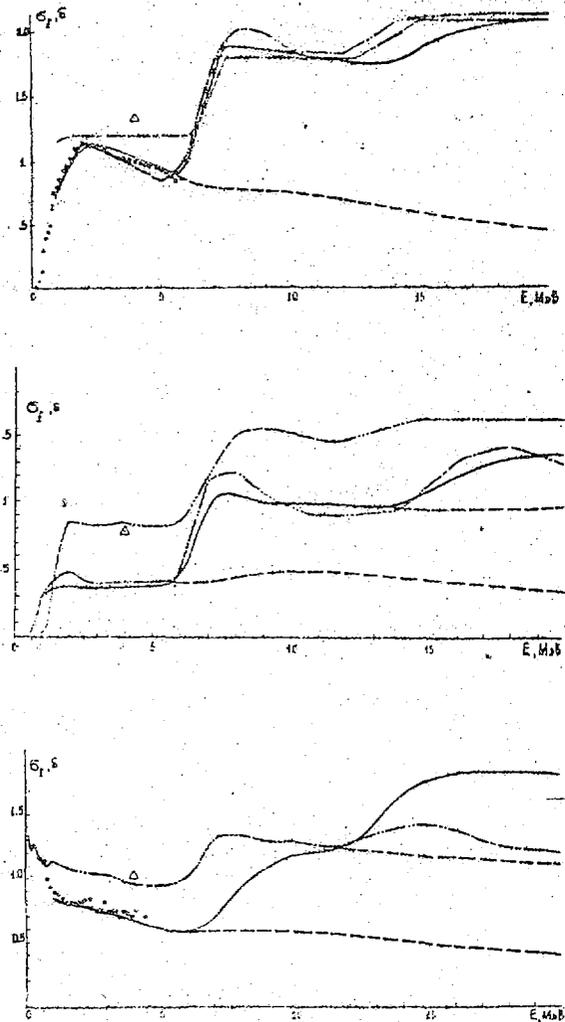


Рис.2. Сечения деления нейтронами ядер: а)  $^{231}\text{Pa}$ : o - [2], Δ - [8]; б)  $^{232}\text{Pa}$ : • - [3], Δ - [8]; в)  $^{233}\text{Pa}$ : Δ - [8]. Сплошные кривые - расчет, штриховые кривые - сечения деления нулевого шанса, ----- ENDF/B-V, - - - - JENDL-3

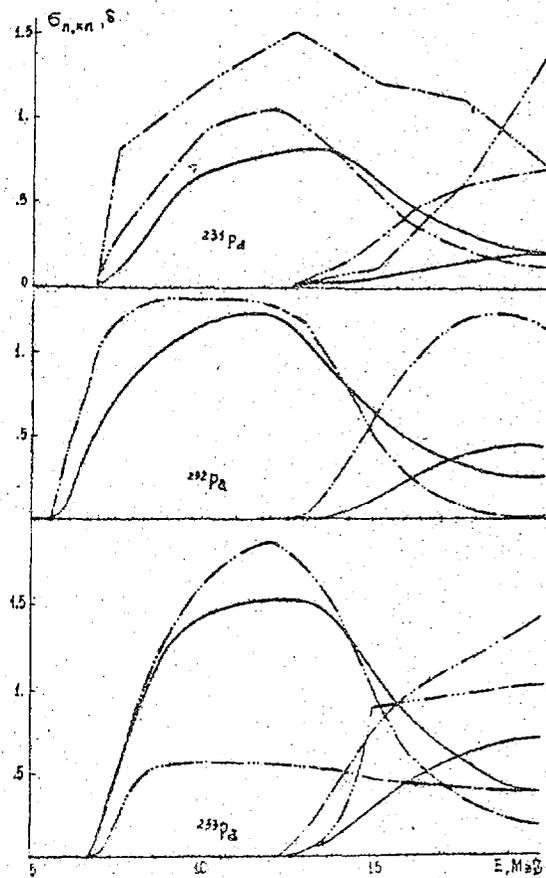


Рис.3. Сравнение рассчитанных (—) и оцененных для ENDF/B-V (.....) и JENDL-3 (-----) сечений реакций (n,2n) и (n,3n)

$^{232}\text{Pa}$ . Прямых измерений сечения деления нейтронами для этого ядра нет. Оценка величины сечения  $^{232}\text{Pa}(n,f)$  в области первого плато в [8] на основании систематики  $(Z,N)$ -зависимости для трансактиниевых ядер в  $\sim 1,5$  раза превышает такую оценку с помощью данных по делимости в реакциях  $(^3\text{He}, tf)$ . Различие такого же порядка имеет место и в случае прямых нейтронных измерений для мишени  $^{231}\text{Pa}$ . Именно этим обстоятельством обусловлено отличие оценки JENDL-3 от нашего расчета в области первого плато. По существу, оценка  $G_f$  в JENDL-3 является перенормировкой энергетической зависимости  $G_f$   $^{233}\text{U}$  из JENDL-3 к значению  $G_f$   $^{232}\text{Pa}$  при  $E=3-5$  МэВ из [8]. С этим связано отличие нашей оценки и JENDL-3 выше порога реакции  $(n, nf)$ , так как вклады эмиссионного деления в наблюдаемое сечение деления в случае реакции  $^{232}\text{Pa}(n,f)$  существенно иные (рис.26).

$^{233}\text{Pa}$ . В этом случае также нет прямых экспериментальных данных, которые позволили бы оценить сечение деления. Однако с помощью данных по делимостям ядер протактиния [4] можно определить изотопическую зависимость делимости в области первого плато. Нормировка этой зависимости к данным по сечению деления  $^{231}\text{Pa}$  нейтронами [2] дает оценку сечения реакции  $^{233}\text{Pa}(n,f)$  в области первого плато. Эта оценка дает существенно более низкое значение, чем систематика [8]. Рассчитанная зависимость сечения деления от энергии нейтронов (рис.2в) хорошо согласуется с оценкой JENDL-3, но весьма существенно отличается от оценки ENDF/B-V.

Отличия полученных нами и выполненных ранее оценок сечений реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, 3n)$  иллюстрируются на рис.3. Наиболее значительны расхождения с оценками ENDF/B-V. В случае JENDL-3 расхождения в энергетической зависимости сечения реакции  $(n, 2n)$  связаны с несколько заниженной оценкой вклада предравновесных нейтронов в спектр неупругорассеянных нейтронов. Это обстоятельство проявляется и в случае полного сечения неупругого рассеяния и, как следствие, сечения реакции  $(n, 3n)$  (см.рис.3).

Выполненный в данной работе анализ позволяет заключить, что расхождения между оценками ENDF/B-V и JENDL-3 в целом разрешаются в пользу последней. Однако последовательное применение теоретических моделей показывает, что недостатки, присущие в свою очередь и JENDL-3, легко могут быть устранены.

#### Список литературы

1. Игнатюк А.В., Маслов В.М. // Ядерная физика. 1990. Т.51. С.1227.
2. Фурсов Б.И., Баранов Е.Ю., Клемышев М.П., Самылин Б.Ф., Смиренин Г.Н., Турчин Ю.М. // Атомная энергия. 1985. Т.59. С.339.
3. Britt H.C., Wilhelmy J.B. // Nucl.Sci.Eng. 1979. V.72. P.222.
4. Gavron A., Britt H.C., Konecny E., Weber J., Wilhelmy J.B. // Phys.Rev. C. 1976. V.13. P.2374.
5. Lagrange Ch. Report INDC(FR) 56/L. 1982.
6. Plattard S., Auchampaugh G.F., Hill N.W. e.a. // Phys.Rev.Lett. 1981. V.46. P.633.
7. Howard W.M., Moller P. // Atom. Data and Nucl. Data Tables. 1980. V.15. P.219.
8. Behrens J.W., Howerton R.J. // Nucl.Sci.Eng. 1978. V.65. P.464.

**БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС**  
 работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА

Element		Quantity	Laboratory	Worktype	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
MA	NY	N2N	OIE	THEO	1.4+7		57	GRUDZEVICH+MDL CALC, SIG(E), GRPH
MA	NY	NP	OIE	THEO	1.4+7		57	GRUDZEVICH+MDL CALC, SIG(E), GRPH
MA	NY	NA	OIE	THEO	1.4+7		57	GRUDZEVICH+MDL CALC, SIG(E), GRPH
MA	NY	NP	RI	RE VW	1.4+7		20	TROFIMOV. SISTEMTC, SIG((N-Z)/A), GRPH
B		GN	KUR	EXPT	TR	5.0+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, N-YLD, SPEC
B		TOT	KUR	EXPT	5.0+5	1.6+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, SIG(E), GRPH
B	010	TOT	KUR	EXPT	5.0+5	1.6+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, SIG(E), GRPH
B	011	TOT	KUR	EXPT	5.0+5	1.6+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, SIG(E), GRPH
C		GN	KUR	EXPT	TR	5.0+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, N-YLD, SPEC
AL		GN	KUR	EXPT	TR	5.0+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, N-YLD, SPEC
AL	027	NNP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIS, SIG
AL	027	NP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIS, SIG
AL	027	LDL	TIL	EXPT			27	KLOCHKOVA+ANAL (N,P), DENS PARAM
SI		DNG	KUR	EXPT	1.2+6	2.0+7	8	SAVIN+LINAC, TOF, DSIG OF G-PROD
SI	028	LDL	TIL	EXPT			27	KLOCHKOVA+ANAL (N,P), DENS PARAM
SI	028	NNP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
SI	028	NP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
CR	050	NP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
CR	050	NNP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
CR	050	LDL	TIL	EXPT			27	KLOCHKOVA+ANAL (N,P), DENS PARAM
FE		TOT	KUR	EXPT	1.5+5	1.5+7	4	FOMUSHKIN+LINAC, TOF, TRANS (E)

Element		Quantity	Laboratory	Worktype	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
FE		GN	KUR	EXPT	TR	5.0+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, N-YLD, SPEC
FE	054	NNP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
FE	054	NP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
FE	054	LDL	TIL	EXPT			27	KLOCHKOVA+ANAL. (N,P), DENS PARAM
FE	056	NP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
FE	056	NNP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
FE	056	LDL	TIL	EXPT			27	KLOCHKOVA+ANAL. (N,P), DENS PARAM
NI		GN	KUR	EXPT	TR	5.0+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, N-YLD, SPEC
NI		NP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
NI		NNP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
NI		LDL	TIL	EXPT			27	KLOCHKOVA+ANAL. (N,P), DENS PARAM
NI	058	NP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
NI	058	NNP	TIL	EXPT	1.4+7		27	KLOCHKOVA+C-W, P-SPC, ANGDIST, SIG
NI	058	LDL	TIL	EXPT			27	KLOCHKOVA+ANAL. (N,P), DENS PARAM
NI	060	N2N	OIE	THEO	1.2+7	4.0+7	57	GRUDZEVICH+MDL CALC, SIG (E), GRPH
NI	061	NXN	OIE	THEO	2.0+7	5.3+7	57	GRUDZEVICH+CALC, (N,3N), SIG(E), GRPH
NI	062	NXN	OIE	THEO	3.0+7	7.9+7	57	GRUDZEVICH+CALC, (N,4N), SIG(E), GRPH
NI	064	NXN	OIE	THEO	5.0+7	1.0+8	57	GRUDZEVICH+CALC, (N,6N), SIG(E), GRPH
NI	064	N2N	OIE	THEO	1.0+7	4.4+7	57	GRUDZEVICH+MDL CALC, SIG (E), GRPH
NI	064	NNP	OIE	THEO	1.4+7	9.0+7	57	GRUDZEVICH+MDL CALC, SIG (E), GRPH
CU		GN	KUR	EXPT	TR	5.0+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, N-YLD, SPEC, GRPH
Y	089	N2N	FRT	EXPT	FISS		55	GRIGOR'EV+REAC, AVG SIG, CFD
AG	107	N2N	OIE	THEO	9.0+6	3.0+7	57	GRUDZEVICH+MDL CALC, SIG (E), GRPH

Element		Quantity	Laboratory	Worktype	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
AG	107	NXN	OIE	THEO	1.8+7	3.0+7	57	GRUDZEVICH+CALC, (N,3N), SIG(E), GRPH
AG	109	N2N	RI	EXPT	1.4+6		25	BLINOV+C-W, ACTIV, SCIN, SIG MEAS
EU	151	N2N	RI	EXPT	1.4+6		25	BLINOV+C-W, ACTIV, SCIN, SIG MEAS
EU	153	N2N	RI	EXPT	1.4+6		25	BLINOV+C-W, ACTIV, SCIN, SIG MEAS
TA		GN	KUR	EXPT	TR	5.0+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, N-YLD, SPEC, GRPH
AU	197	NG	FEI	EXPT	8.0+5	2.5+6	41	DAVLETSHIN+VDG, ACTIV, SIG(E), TBL
PB		TOT	KUR	EXPT	5.0+5	1.6+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, SIG(E), GRPH
PB		GN	KUR	EXPT	TR	5.0+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, N-YLD, SPEC
PB	206	TOT	KUR	EXPT	5.0+5	1.6+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, SIG(E), GRPH
PB	207	TOT	KUR	EXPT	5.0+5	1.6+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, SIG(E), GRPH
PB	208	TOT	KUR	EXPT	5.0+5	1.6+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, SIG(E), GRPH
TH	232	NG	FEI	EXPT	8.0+5	2.5+6	41	DAVLETSHIN+VDG, ACTIV, SIG(E), TBL
TH	232	DIN	RI	EXPT	7.0+5	1.7+6	23	FILATENKOV+VDG, 14 LVL EXCIT FNS
TH	232	SFN	RI	EXPT	2.9+6	1.5+7	24	BOJKOV+TOF, N-SPEC REL CF-252
PA	229	NF	IJE	EVAL	5.0+5	5.0+6	80	MASLOV. CALCS CFD EXPTS, SIG(E), GRPH
PA	230	NF	IJE	EVAL	5.0+5	5.0+6	80	MASLOV. CALCS CFD EXPTS, SIG(E), GRPH
PA	231	NF	IJE	EVAL	1.0+5	2.0+7	80	MASLOV. CALCS CFD EXPTS, SIG(E), GRPH
PA	231	N2N	IJE	EVAL	6.0+6	2.0+7	80	MASLOV. CALCS CFD EVALS, SIG(E), GRPH
PA	231	NXN	IJE	EVAL	1.2+7	2.0+7	80	MASLOV. (N,3N), CALC, SIG(E), GRPH
PA	232	NF	IJE	EVAL	1.0+5	2.0+7	80	MASLOV. CALCS CFD EXPTS, SIG(E), GRPH
PA	232	N2N	IJE	EVAL	6.0+6	2.0+7	80	MASLOV. CALCS CFD EVALS, SIG(E), GRPH
PA	232	NXN	IJE	EVAL	1.2+7	2.0+7	80	MASLOV. (N,3N), CALC, SIG(E), GRPH
PA	233	NF	IJE	EVAL	1.0+5	2.0+7	80	MASLOV. CALCS CFD EXPTS, SIG(E), GRPH

Element		Quantity	Laboratory	Worktype	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
PA	233	N2N	IJE	EVAL	6.0+6	2.0+7	80	MASLOV. CALCS CFD EVALS, SIG (E), GRPH
PA	233	NXN	IJE	EVAL	1.2+7	2.0+7	80	MASLOV. (N,3N), CALC, SIG (E), GRPH
U	233	NF	RI	EXPT	1.4+7		18	DRAPCHINSKIJ+SCIN, PROD H-3 GVN
U	235	NF	RI	EXPT	1.4+7		18	DRAPCHINSKIJ+SCIN, PROD H-3 GVN
U	235	SFN	RI	EXPT	2.9+6	1.5+7	24	BOJKOV+TOF, N-SPEC REL CF-252
U	235	NU	KUR	EXPT	7.6+5	9.6+6	6	KHOKHLOV+LINAC, TOF, NDG
U	238	SFN	RI	EXPT	2.9+6	1.5+7	24	BOJKOV+TOF, N-SPEC REL CF-252
U	238	GN	KUR	EXPT	TR	5.0+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, N-YLD, SPEC
U	238	DIN	RI	EXPT	7.0+5	1.7+6	23	FILATENKOV+VDG, 12 LVL EXCIT FNS
NP	237	NF	RI	EVAL	2.0+4	2.0+7	17	DUSHIN+ANAL EXPTS, EVALS. SIG(E), GRPH
NP	237	SFN	RI	EXPT	2.9+6	1.5+7	24	BOJKOV+TOF, N-SPEC REL CF-252
NP	237	NUD	FEI	RE VW	FAST		65	IGNAT'EV+N-GROUPS YLDS, TBL, CFD
PU	238	NUD	FEI	RE VW	FAST		65	IGNAT'EV+N-GROUPS YLDS, TBL, CFD
PU	240	NF	RI	EXPT	2.5+6	1.4+7	18	DRAPCHINSKIJ+SCIN, PROD H-3 GVN
AM	241	NUD	FEI	RE VW	FAST		65	IGNAT'EV+N-GROUPS YLDS, TBL, CFD
AM	241	NU	KUR	EXPT	7.6+5	9.6+6	6	KHOKHLOV+LINAC, TOF, NU-BAR VS EN, TBL
AM	243	NUD	FEI	RE VW	FAST		65	IGNAT'EV+N-GROUPS YLDS, TBL, CFD
AM	243	NU	KUR	EXPT	7.6+5	9.6+6	6	KHOKHLOV+LINAC, TOF, NU-BAR VS EN, TBL
CM	243	NF	KUR	EXPT	8.0+4	3.5+6	5	FOMUSHKIN+NUCL EXPLOSN, TOF
CM	243	NF	KUR	EXPT	1.5+7		5	FOMUSHKIN+NUCL EXPLOSN, TOF, SIG
CM	244	NF	KUR	EXPT	1.4+7		5	FOMUSHKIN+NUCL EXPLOSN, TOF, SIG
CM	245	NF	KUR	EXPT	1.4+7		5	FOMUSHKIN+NUCL EXPLOSN, TOF, SIG
CM	245	NU	KUR	EXPT	5.0+5	8.6+6	6	KHOKHLOV+LINAC, TOF, NU-BAR VS EN, TBL

Element		Quantity	Laboratory	Worktype	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
CM	246	NF	KUR	EXPT	1.4+7		5	FOMUSHKIN+NUCL EXPLOSN, TOF, SIG
CM	247	NF	KUR	EXPT	1.4+7		5	FOMUSHKIN+NUCL EXPLOSN, TOF, SIG
CM	248	NF	KUR	EXPT	1.4+7		5	FOMUSHKIN+NUCL EXPLOSN, TOF, SIG
CM	248	NF	RI	EXPT	SPON		16	BATENKOV+TOF, SCIN, N-SPEC, AVG EN
CM	248	GF	RI	EXPT	7.0+6	2.0+7	19	VOROB'EV+TRACK DET, SIG (E), GRPH
LI	006	NEM	KUR	EXPT	1.4+7		8	VASIL'EV+C-W, TOF, N-SPEC, GRPH
BE		TOT	KUR	EXPT	5.0+5	1.6+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, SIG (E), GRPH
BE	009	TOT	KUR	EXPT	5.0+5	1.6+7	7	SAVIN+LINAC, TOF, SIG (E)

УДК 539.17

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ (n,p) и (n,p') НА  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14,1 МэВ./Л.И.Клочкова, Б.С.Ковигин, В.Н.Курицын. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1992, вып.1, с.27.

Исследование ядерных реакций (n,p) и (n,p') на нейтронах с энергией 14 МэВ помимо прикладного имеет также фундаментальное значение для корректировки систематик сечений и др. величин, а также для сопоставления с моделями ядер и ядерных реакций. В работе измерены энергетические и угловые распределения продуктов реакций (n,p) и (n,p') для элементов, входящих в состав конструкционных материалов. Кроме того, определены сечения этих реакций и проведено их сравнение с результатами других работ и рекомендованными данными. В эксперименте использовался спектрометр заряженных частиц, источник нейтронов - генератор НГ-200, реакция  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$  (рис. 8, табл. 2, список лит. - 24 назв.).

УДК 539.172

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ИЗОТОПАХ ЦИРКОНИЯ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ УРОВНЕЙ./Я.М.Крамаровский, Л.А.Победоносцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1992, вып.1, с. 41.

Методом сопутствующего  $\gamma$ -излучения исследовано неупругое рассеяние нейтронов с возбуждением индивидуальных уровней  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ .

Диапазон энергий нейтронов от порога возбуждения до  $E_n = 2400$  кэВ. Результаты представлены в виде таблиц и графиков (рис.4, табл.3, список лит - 3 назв.).

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ  $^{232}\text{Th}$  И  $^{197}\text{Au}$  В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 0,8-2,5 МэВ./А.Н.Давлетшин, Е.В.Теплов, О.А.Типунков, В.А.Толстиков, И.А.Корж, В.Д.Овдиенко, Н.М.Правдивый, Н.Т.Скляр, В.А.Мищенко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1992, вып.1, с. 41.

Активационным методом измерены сечения радиационного захвата нейтронов торием-232 в диапазоне энергий 0,82-2,44 МэВ относительно  $\sigma_{n,g}^{197}\text{Au}$  и  $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$ . Источником нейтронов служила реакция T(p,n) $^3\text{He}$ , осуществляемая на электростатическом ускорителе ЭГ-5 ИЯИ АН УССР. Регистрация наведенной активности производилась Ge(Li) детектором по гамма-линии  $^{233}\text{U}$  с  $E=312$  кэВ. Одновременно было определено сечение радиационного захвата нейтронов золотом-197 относительно  $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$  (рис.3, табл.1, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.125.5

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ УТЕЧКИ ИЗ Al, Ni и Ti СФЕР С 14 МэВ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ./Б.В.Девкин, В.Г.Деменков, М.Г.Кобозев, А.А.Лычагин, С.П.Симаков, В.А.Талалаев, А.А.Борисов, В.А.Загрядский, Д.Ю.Чувиллин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1992, вып.1, с.48.

На 14 МэВ импульсном нейтронном генераторе ФЭИ были измерены спектры нейтронов утечки из металлических сфер. Эксперимент выполнен методом времени пролета. В работе описывается экспериментальная установка, методы проведения измерений и обработки данных.

Экспериментальные данные сравниваются с расчетами, выполненными по программе BLANK, использующей файлы оцененных данных ENDF, ENDL, JENDL и BROND (рис.6, табл.3, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЯ И ОЦЕНКА СРЕДНЕГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  $^{89}\text{Y} (n,2n) ^{88}\text{Y}$  ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$ . / А.А.Бойцов, Е.И.Григорьев, В.С.Трошин, В.П.Ярына - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1992, вып.1, с. 55.

Измерено среднее сечение реакции  $^{89}\text{Y} (n,2n) ^{88}\text{Y}$  в спектре деления  $^{235}\text{U}$ . Экспериментальное среднее значение составило  $0,170 \pm 0,014$  мб. Оцененное по совокупности литературных данных значение составило  $0,161 \pm 0,010$  мб (табл.1, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.172.4

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 20 МэВ/О.Т.Грудзевич, А.Ю.Конобеев, Ю.А.Коровин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы 1992, вып.1, с.57.

Целью работы являлся расчет сечений образования долгоживущих радионуклидов при облучении конструкционных материалов нейтронами с энергией до 100 МэВ.

Вычисление нейтронных сечений осуществлялось на основе различных подходов, включающих использование модели Хаузера-Фешбаха, модели Вайскопфа, экситонной модели в "замкнутой" форме, гибридной модели с учетом геометрии, модели внутриядерного каскада и др. Отмечается, что сечения ядерных реакций, вычисленные с помощью разных теоретических моделей в условиях неопределенности параметров моделей, имеют сравнимую погрешность. Рассчитаны сечения ядерных реакций, приводящих к образованию долгоживущих радиоизотопов при облучении важнейших конструкционных материалов нейтронами высокой энергии (рис.5, список лит. - 24 назв.).

УДК 539.173.84

СОСТОЯНИЕ ДАННЫХ ПО ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ НЕЙТРОНАМ ДЛЯ ПРОБЛЕМЫ ТРАНСМУТАЦИИ АКТИНИДОВ./С.В.Игнатьев, В.Н.Манохин, А.И.Сергачев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1992, вып.1, с. 65.

Рассмотрено состояние данных по запаздывающим нейтронам для важнейших актинидов: Np-237, Pu-238, Am-241 и Am-243 для проблемы их ядерной трансмутации. Приведены расчетные и экспериментальные данные для выходов шести групп и полного выхода запаздывающих нейтронов. Показано, что в настоящее время состояние данных по запаздывающим нейтронам для указанных актинидов не удовлетворяет потребностям атомной энергетики, в частности, для обеспечения расчетных и экспериментальных исследований по ядерной трансмутации (табл.6, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.125.516

ОЦЕНКА СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ИНЖЕНЕРНЫХ РАСЧЕТАХ/ Ю.С.Хомяков, М.Н.Николаев, Е.В.Долгов, А.М.Цибуля. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1992, вып.1, с. 70.

Оценены средние энергии спектров мгновенных нейтронов деления тепловыми нейтронами урана-235, урана-233, плутония-239 и спектра нейтронов спонтанного деления калифорния-252, которые составили величину  $1,97 \pm 0,02$ ,  $2,01 \pm 0,03$ ,  $2,07 \pm 0,03$  и  $2,13 \pm 0,01$  МэВ соответственно. Имеющиеся экспериментальные данные в широком диапазоне энергий не описываются максвелловским спектром, но спектром Ватта их вполне можно описать. Результаты расчета основных реакторных характеристик в основном зависят от средней энергии спектров нейтронов деления (СНД). Различие в средних энергиях СНД, принятых в БНАБ-78 и ENDF/B-VI (~3%), приводит к изменению  $K_{эф}$  для сборок Скерцо 5.56 и ZPR-6-7 на 0,80% и 0,55%, а сечения деления  $^{238}\text{U}$  на 2,7% и 4,8% соответственно (рис.8, табл.4, список лит. - 20 назв.).

УДК 539.172

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ <sup>231,232,233</sup>Pa./В.М.Маслов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1992, вып.1, с. 80.

Переоценены сечения деления и реакций (n,2n), (n,3n), сравнивая результаты расчетов и экспериментов с результатами оценки из библиотек JENDL-3, ENDF/B-V (рис.3, список лит. - 8 назв.).

Технический редактор Н.А.Борзова  
Сборник подготовили к печати: Л.А.Голубенкова,  
В.Н.Долженко, В.М.Замаренова

---

Бумага газетная.	Подписано в печать 02.06.92 г.	Печать офсетная
Усл.печатных листов 11,16	Формат 60x84 1/8	Учетно-издательских листов 10
Тираж 255 экз.	Заказ N 408	Цена 25р.70к.

---

Отпечатано на ротапринтере ФЭИ  
249020, г.Обнинск Калужской обл.,  
Физико-энергетический институт

Цена 25р.70к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1992, вып.1, 1-90.