

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

**Ядерные константы**

ВЫПУСК

**4**

**1989**

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом  
и Комиссией по ядерным данным

## **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. Толстиков, 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, А. А. Лукьянов, В. Д. Марковский,  
Б. Г. Рязанов, Л. А. Трыков, В. В. Хромов, А. М. Цибуля, М. С. Юдкевич

**Ответственный секретарь В. В. ВОЗЯКОВ**

© Центральный научно-исследовательский институт  
информации и технико-экономических исследований  
по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1989

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ  
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

## ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 4

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ  
ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ  
КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

---

Москва

Издается с 1971 г.

1989 г.

---

### СОДЕРЖАНИЕ

#### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Абагян Л. П., Просветова М. П., Юркевич М. С.

Нейтронные данные для расчета тепловых реакторов.....3

Блохин А. И., Бадиков С. А., Булеева Н. Н., Гусейнов А. Г.,  
Гусейнов М. А., Мастеров В. С., Проняев В. Г., Работнов Н. С.,  
Титаренко Н. Н.

Оценка нейтронных сечений изотопа  $^{14}\text{N}$ .....12

Крамаровский Я. М., Немилов Ю. А., Победоносцев Л. А., Ширяев Б. М.

Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах  $^{63}\text{Si}$  и  $^{65}\text{Si}$ .....22

Трофимов Ю. Н.	
Сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 0,5+2,2 МэВ для изотопов рутения-102, 104 и церия-140, 142.....	36

Камаль М., Ворончев В. Т., Кукулин В. И.	
Самосогласованный расчет потенциалов взаимодействия нуклонов и дейтронов с ядром ${}^6\text{Li}$ .....	42

Аникин Г. В., Котухов И. И.	
Сравнение параметров сферического потенциала оптической модели для нейтронов, рассеянных ядрами свинца и урана.....	58

### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Михайлов Г. М., Бедняков С. М.	
Об оценке экспериментов по определению величины $K_{\infty}$ реактивностным методом.....	80

### КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Журавлев Б. В., Бирюков Н. С., Руденко А. П., Титаренко Н. Н., Трыкова В. И.	
Спектры нейтронов из (p, n) реакции на ядрах ${}^{165}\text{Ho}$ , ${}^{204}\text{Pb}$ , ${}^{206}\text{Pb}$ , ${}^{207}\text{Pb}$ , ${}^{208}\text{Pb}$ и ${}^{209}\text{Bi}$ и плотность ядерных уровней.....	88

Габелко А. С., Ишханов Б. С., Мокеев В. И.	
Тормозное $\gamma$ -излучение электронов с энергией меньше 50 МэВ.....	104

Харитонов И. И.	
Коррекция потока $\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$ источников нейтронов в длительных экспериментах из-за накопления полония 210.....	121

Содержание сборника за 1989 г.....	131
Госстандарт предлагает.....	136

---

## НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

---

УДК 539.171:539.172.4

### НЕЙТРОННЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ РЕАКТОРОВ

Л. П. Абагян, М. П. Просветова, М. С. Юджевич

NEUTRON DATA FOR THERMAL REACTOR CALCULATION. The evaluated data library KOPT-88 for the neutron energy region below 5 eV is described. KOPT-88 compares recommended values for neutron cross-sections and resonance integrals of nuclides with  $Z < 90$ .

Ранее в работах [1,2] сообщалось о библиотеке оцененных нейтронных данных КОРТ. В нее включены данные о сечениях до энергии ниже 5 эВ для расчета спектра тепловых нейтронов в реакторе, а также дополнительная информация для различных прикладных целей. После создания библиотеки КОРТ появилось много новой экспериментальной информации и оценок других авторов, поэтому назрела необходимость провести переоценку данных, расширив одновременно состав библиотеки. Сейчас эта работа закончена, в результате сформирована библиотека КОРТ-88, в которой содержатся данные для всех имеющихся в природе стабильных изотопов с  $Z > 90$  и их естественных смесей - всего для 343 материалов. Библиотека записана на магнитных носителях ЭВМ.

Для каждого изотопа в библиотеке приведено:

- A - масса ядра;
- $\epsilon$  - содержание в естественной смеси;
- QA - энергосодержание при захвате нейтрона;
- SIG - тепловые сечения ( $E=0,0253$  эВ) рассеяния, захвата и реакций  $(n, \gamma)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ;
- RI( $E_c$ ) - резонансные интегралы ( $E_c > 0,5$  эВ) захвата и различных реакций;
- $\sigma(E)$  - зависимость сечений от энергии нейтрона;
- G - фактор Весткотта.

В комментариях указана существующая неопределенность в знании тепловых сечений и резонансных интегралов. Там же даны сечения и резонансные интегралы реакций  $(n, \gamma)$  с образованием изомеров.

В табл. 1 приведены данные для изотопов с  $Z \leq 37$  из КОРТ-88, у всех изотопов сечение  $\sigma_c(E)$  изменяется по закону "1/V":

$$\left[ \sigma_e = \text{const}, \quad \sigma_c(E) = \sigma_c(0,0253 \text{ эВ}) \sqrt{\frac{0,0253}{E, \text{ эВ}}} \right].$$

в табл. 2 - данные для изотопов с  $Z > 37$ . Для тех ядер, сечение  $\sigma_c(E)$  которых не подчиняется закону "1/V", и имеется информация в библиотеке резонансных параметров LIPAR-87 [3], приведен G-фактор Весткотта.

Последняя версия библиотеки LIPAR-87 согласована с библиотекой КОРТ-88.

ТАБЛИЦА 1

ТЕПЛОВМЕ СЕЧЕНИЯ И РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ  
 ДЛЯ ИЗОТОПОВ С  $Z < 38$  ИЗ БИБЛИОТЕКИ КОРТ-88

N/N	Изотоп	$\epsilon$	$\sigma_e$ , барн	$\sigma_c^0$ , барн	RI, барн
1	1-H		20.491	0.3326	0.149
2	1-D		3.390	0.000519	0.00023
3	2-HE		0.73	0.007	0.0031
4	2-HE-3	0.0000014	1.9	5327.	2400.
5	2-HE-4	1.0000	0.73	0.0	0.0
6	3-LI		0.95	70.54	32.
7	3-LI-6	0.075	0.75	940.	423.
8	3-LI-7	0.925	0.97	0.0454	0.020
9	4-BE-9	1.00	6.151	0.008	0.0036
10	5-B		4.27	767.	345.
11	5-B -10	0.198	2.23	3837.	1727.
12	5-B -11	0.802	4.84	0.0055	0.0025
13	6-C		4.74	0.0035	0.00155
14	6-C -12	0.9889	4.746	0.00353	0.00159
15	6-C -13	0.0111	4.19	0.00137	0.0017
16	7-N		10.03	1.90	0.9
17	7-N -14	0.9963	10.05	1.905	0.85
18	7-N -15	0.0037	4.59	0.000024	0.00011
19	8-O		3.761	0.00028	0.00013
20	8-O -16	0.9976	3.761	0.00019	0.00009
21	8-O -17	0.00038	3.61	0.2355	0.106
22	8-O -18	0.00202	2.7	0.00016	0.00007
23	9-F -19	1.0000	4.04	0.0096	0.004
24	10-NE		2.415	0.039	0.0188
25	10-NE-20	0.9051	2.47	0.037	0.0175
26	10-NE-21	0.0027	5.1	2.20	0.98
27	10-NE-22	0.0922	1.705	0.0455	0.023
28	11-NA-23	1.0000	3.025	0.530	0.31
29	12-MG		3.414	0.063	0.038
30	12-MG-24	0.7899	3.74	0.051	0.032
31	12-MG-25	0.1000	1.56	0.190	0.098
32	12-MG-26	0.1101	2.83	0.0382	0.026
33	13-AL-27	1.0000	1.413	0.231	0.17
34	14-SI		2.044	0.171	0.127
35	14-SI-28	0.9223	1.992	0.177	0.110
36	14-SI-29	0.0467	2.79	0.101	0.71
37	14-SI-30	0.031	2.49	0.107	0.71
38	15-P -31	1.0000	3.134	0.172	0.085
39	16-S		0.979	0.53	0.24
40	16-S -32	0.9503	0.9432	0.537	0.24
41	16-S -33	0.0075	2.8	0.542	0.24
42	16-S -34	0.0421	1.6	0.227	0.10
43	16-S -36	0.0001	1.50	0.20	0.17
44	17-CL		15.8	33.5	15.
45	17-CL-35	0.7577	20.6	44.09	19.8
46	17-CL-37	0.2423	1.15	0.433	0.30
47	18-AR		0.647	0.675	0.43
48	18-AR-36	0.00337	73.7	5.2	2.5
49	18-AR-38	0.00063	1.5	0.8	0.4
50	18-AR-40	0.996	0.41	0.66	0.41
51	19-K		2.04	2.1	1.1
52	19-K -39	0.93258	2.00	2.1	1.1
53	19-K -40	0.00012	2.04	34.79	15.
54	19-K -41	0.0673	2.5	1.46	1.42
55	20-CA		2.9	0.43	0.23
56	20-CA-40	0.96937	3.01	0.4125	0.22

N/N	Изотоп	$\epsilon$	$\sigma_e$ , барн	$\sigma_c^0$ , барн	RI, барн
57	20-CA-42	0.00647	1.2	0.680	0.39
58	20-CA-43	0.00135	2.93	6.2	3.93
59	20-CA-44	0.0209	0.41	0.88	0.56
60	20-CA-46	0.00004	0.79	0.74	0.32
61	20-CA-48	0.00187	0.25	1.09	0.89
62	21-SC-45	1.0000	22.4	27.2	12.0
63	22-TI		4.10	6.10	3.1
64	22-TI-46	0.082	2.78	0.59	0.30
65	22-TI-47	0.074	3.1	1.7	1.5
66	22-TI-48	0.738	4.1	7.84	3.9
67	22-TI-49	0.054	0.7	2.2	1.2
68	22-TI-50	0.052	3.7	0.179	0.12
69	23-U		4.8	5.08	2.8
70	23-U -50	0.0025	7.1	41.5	43.
71	23-U -51	0.9975	4.8	4.9	2.7
72	24-CR		3.38	3.10	1.6
73	24-CR-50	0.0435	2.41	15.9	7.8
74	24-CR-52	0.8379	2.96	0.76	0.48
75	24-CR-53	0.095	7.78	18.2	8.9
76	24-CR-54	0.0236	2.54	0.36	0.18
77	25-MN-55	1.0000	2.2	13.3	14.6
78	26-FE		11.44	2.59	1.4
79	26-FE-54	0.058	2.16	2.14	1.2
80	26-FE-56	0.9172	12.27	2.63	1.4
81	26-FE-57	0.022	2.13	2.44	1.6
82	26-FE-58	0.0028	3.19	1.27	1.4
83	27-CO-59	1.0000	6.00	37.2	74.
84	28-NI		18.0	4.47	2.2
85	28-NI-58	0.6827	25.3	4.6	2.2
86	28-NI-60	0.261	0.98	2.9	1.5
87	28-NI-61	0.0113	9.0	2.5	1.5
88	28-NI-62	0.0359	9.1	14.5	6.6
89	28-NI-64	0.0091	0.0017	1.80	1.16
90	29-CU		7.87	3.78	4.2
91	29-CU-63	0.692	5.1	4.50	4.97
92	29-CU-65	0.308	14.1	2.17	2.19
93	30-ZN		4.08	1.11	2.8
94	30-ZN-64	0.4858	3.6	0.9	1.40
95	30-ZN-66	0.279	4.4	0.7	1.77
96	30-ZN-67	0.041	3.0	6.8	25.2
97	30-ZN-68	0.188	5.4	1.070	3.1
98	30-ZN-70	0.0062	3.0	0.0917	0.86
99	31-GA		7.0	2.9	22.
100	31-GA-69	0.601	8.2	1.68	15.6
101	31-GA-71	0.399	5.2	4.71	31.
102	32-GE		8.53	2.2	6.0
103	32-GE-70	0.205	12.4	3.1	2.30
104	32-GE-72	0.274	9.0	0.93	0.76
105	32-GE-73	0.078	4.6	14.	63.7
106	32-GE-74	0.365	6.8	0.48	1.0
107	32-GE-76	0.078	8.7	0.15	1.8
108	33-AS-75	1.0000	5.43	4.5	61.
109	34-SE		6.3	11.7	12.0
110	34-SE-74	0.0087	7.1	51.8	520.
111	34-SE-76	0.09	18.4	85.	40.
112	34-SE-77	0.076	8.43	42.	32.

Продолжение табл. 1

N/N	Изотоп	$\xi$	$\sigma_e$ , барн	$\sigma_c^o$ , барн	RI, барн
113	34-SE-78	0.235	8.40	0.43	4.8
114	34-SE-80	0.498	6.95	0.61	2.0
115	34-SE-82	0.0923	5.0	0.044	0.08
116	35-BR		6.1	6.9	89.
117	35-BR-79	0.5069	6.1	11.0	127.
118	35-BR-81	0.4931	6.1	2.7	50.
119	36-KR		7.50	25.	49.
120	36-KR-78	0.0036	7.5	6.2	19.5
121	36-KR-80	0.0227	7.5	11.5	56.
122	36-KR-82	0.116	7.5	28.	190.
123	36-KR-83	0.115	7.5	180.	210.
124	36-KR-84	0.5697	7.5	0.110	3.2
125	36-KR-86	0.173	7.5	0.003	0.10
126	37-RB		6.4	0.38	6.0
127	37-RB-85	0.7217	6.2	0.48	7.5
128	37-RB-87	0.2783	6.6	0.120	2.2

ТАБЛИЦА 2

ТЕПЛОВЫЕ СЕЧЕНИЯ И РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ  
ДЛЯ ИЗОТОПОВ С  $Z > 37$  ИЗ БИБЛИОТЕКИ КОРТ-88

N/N	Изотоп	$\xi$	$\sigma_e$ , барн	$\sigma_c^o$ , барн	U *	B	RI, барн
1	38-SR		10.	1.28	R		10.
2	38-SR-84	0.0056	10.	0.95	V		7.4
3	38-SR-86	0.0980	10.	1.04	V		5.2
4	38-SR-87	0.0700	10.	16.	R		120.
5	38-SR-88	0.8264	10.	0.0058	V		0.065
6	39-Y-89	1.0000	7.67	1.28	V		1.0
7	40-ZR		6.1	0.19	V		0.96
8	40-ZR-90	0.5150	5.3	0.011	V		0.18
9	40-ZR-91	0.1120	10.7	1.24	V		4.9
10	40-ZR-92	0.1710	4.9	0.220	V		0.66
11	40-ZR-94	0.1740	6.1	0.048	V		0.31
12	40-ZR-96	0.0280	6.3	0.023	V		5.6
13	41-NB-93	1.0000	6.37	1.15	V		9.4
14	42-MO		5.74	2.55	V		25.
15	42-MO-92	0.1480	6.4	0.019	V		0.81
16	42-MO-94	0.0930	5.7	0.015	V		0.82
17	42-MO-95	0.1590	6.1	13.4	V		108.
18	42-MO-96	0.1670	4.8	0.5	V		24.
19	42-MO-97	0.0960	6.5	2.5	V		15.
20	42-MO-98	0.2410	5.8	0.130	V		6.9
21	42-MO-100	0.0960	5.3	0.20	V		3.75
22	44-RU		6.5	2.56	R		41.0
23	44-RU-96	0.0552	6.5	0.29	V		7.34
24	44-RU-98	0.0186	6.5	8.0	V		
25	44-RU-99	0.1270	6.5	5.0	R		195.
26	44-RU-100	0.1260	6.5	5.8	V		11.2
27	44-RU-101	0.1700	4.3	3.4	R		100.
28	44-RU-102	0.3162	6.9	1.21	V		4.2
29	44-RU-104	0.1870	8.4	0.32	V		4.3
30	45-RH-103	1.0000	5.9	146.0	R	1.023	1045.
31	46-PD		4.2	6.9	R		88.0
32	46-PD-102	0.0100	3.4	4.8	V		10.0
33	46-PD-104	0.1100	3.4	0.6	V		16.

Продолжение табл. 2

N/N	ИЗОТОП	$\epsilon$	$\sigma_e$ , барн	$\sigma_c$ , барн	U *	B	RI, барн
34	46-PD-105	0.2220	5.0	14.7	R		98.0
35	46-PD-106	0.2730	5.1	0.305	V		5.73
36	46-PD-108	0.2670	3.4	12.2	V		230.
37	46-PD-110	0.1180	3.4	0.227	V		3.1
38	47-AG		5.08	63.2	R	1.003	760.
39	47-AG-107	0.5183	7.4	37.6	R	0.998	105.
40	47-AG-109	0.4817	2.55	91.0	R	1.005	1470.
41	48-CD		8.6	2524.	R		67.
42	48-CD-106	0.0125	5.1	0.9	V		4.
43	48-CD-108	0.0089	4.1	1.1	V		16.7
44	48-CD-110	0.1251	4.3	0.9	V		42.
45	48-CD-111	0.1281	5.	8.	R		53.
46	48-CD-112	0.2413	7.5	0.9	V		13.
47	48-CD-113	0.1222	29.3	20640.	R	1.338	390.
48	48-CD-114	0.2872	5.2	0.336	V		13.
49	48-CD-116	0.0747	6.4	0.075	V		1.35
50	49-IN		2.65	193.8	R		3170.
51	49-IN-113	0.0430	3.75	12.0	R		310.
52	49-IN-115	0.9570	2.6	202.	R	1.019	3300.
53	50-SN		4.88	0.63	R		6.4
54	50-SN-112	0.0100	4.9	1.01	V		29.
55	50-SN-114	0.0067	4.6	0.115	V		5.1
56	50-SN-115	0.0038	4.9	30.	V		29.
57	50-SN-116	0.1470	4.26	0.14	V		13.7
58	50-SN-117	0.0775	5.2	2.3	R		16.
59	50-SN-118	0.2430	4.26	0.22	V		4.7
60	50-SN-119	0.0860	4.55	2.2	R		4.2
61	50-SN-120	0.3240	5.17	0.141	V		1.25
62	50-SN-122	0.0456	4.1	0.181	V		0.81
63	50-SN-124	0.0564	4.41	0.134	V		8.032
64	51-SB		4.2	5.1	R		168.
65	51-SB-121	0.5730	4.2	5.9	R		200.
66	51-SB-123	0.4270	4.2	4.16	V		125.
67	52-TE		3.94	4.7	R		56.
68	52-TE-120	0.0009	3.3	2.34	V		
69	52-TE-122	0.0250	4.4	2.90	V		64.
70	52-TE-123	0.0089	3.94	418.0	R		5630.
71	52-TE-124	0.0460	3.8	6.8	V		5.9
72	52-TE-125	0.0701	4.0	1.55	V		21.
73	52-TE-126	0.1871	3.9	1.04	V		8.0
74	52-TE-128	0.3170	4.1	0.215	V		1.66
75	52-TE-130	0.3450	3.70	0.29	V		0.46
76	53-I -127	1.0000	3.54	6.2	V		147.
77	54-XE		3.	23.9	R		265.
78	54-XE-124	0.0010	3.	165.	R		3600.
79	54-XE-126	0.0009	3.	3.5	V		60.
80	54-XE-128	0.0191	3.	6.5	V		105.
81	54-XE-129	0.2640	3.	21.	V		250.
82	54-XE-130	0.0410	3.	6.45	V		14.9
83	54-XE-131	0.2120	25.	85.	R		900.
84	54-XE-132	0.2690	3.	0.45	V		4.6
85	54-XE-134	0.1040	3.	0.265	V		0.3
86	54-XE-136	0.0890	3.	0.26	V		0.74
87	55-CS-133	1.0000	5.8	29.	R		437.
88	56-BA		3.3	1.2	V		9.3
89	56-BA-130	0.0011	1.6	15.	V		235.
90	56-BA-132	0.0010	7.6	7.0	V		3.3
91	56-BA-134	0.0242	4.08	2.0	V		37.
92	56-BA-135	0.0659	3.30	5.8	V		110.
93	56-BA-136	0.0785	3.02	0.64	V		1.6
94	56-BA-137	0.1123	5.9	4.1	V		4.8

N/N	ИЗОТОП	$\epsilon$	$\sigma_e$ , барн	$\sigma_c^0$ , барн	U *	G	RI, барн
95	56-BA-138	0.7170	2.93	0.35	V		0.32
96	57-LA		10.13	8.97	R		12.1
97	57-LA-138	0.0009	10.13	57.2	R		409.
98	57-LA-139	0.9991	10.13	8.93	R		11.8
99	58-CE		2.85	0.63	V		3.7
100	58-CE-136	0.0019	3.	7.25	V		58.
101	58-CE-138	0.0025	3.	1.115	V		
102	58-CE-140	0.8848	2.83	0.57	V		0.47
103	58-CE-142	0.1108	3.0	0.95	V		1.15
104	59-PR-141	1.0000	2.54	11.5	V		17.4
105	60-ND		16.	48.8	R	0.997	42.
106	60-ND-142	0.2720	7.5	18.6	R	0.999	9.0
107	60-ND-143	0.1220	82.	319.	R	0.996	130.
108	60-ND-144	0.2380	1.0	3.6	V		3.9
109	60-ND-145	0.0830	20.5	42.	R	0.9998	240.
110	60-ND-146	0.1720	9.5	1.40	V		2.7
111	60-ND-148	0.0570	4.0	2.5	V		18.
112	60-ND-150	0.0560	3.5	1.2	V		15.
113	62-SM		30.	5552.0	R	1.669	1400.
114	62-SM-144	0.0310	3.	1.6	V		2.4
115	62-SM-147	0.1510	4.	56.6	R	0.994	737.
116	62-SM-148	0.1130	4.2	2.4	V		27.
117	62-SM-149	0.1390	172.	39420.	R	1.708	3450.
118	62-SM-150	0.0740	10.3	108.	R	0.994	338.
119	62-SM-152	0.2660	5.8	202.	R	1.003	2970.
120	62-SM-154	0.2260	13.	8.3	V		35.5
121	63-EU		7.8	4564.	R	0.933	2320.
122	63-EU-151	0.4790	7.8	9200.	R	0.932	3360.
123	63-EU-153	0.5210	7.7	312.	R	0.980	1450.
124	64-GD		169.	48780.	R	0.851	400.
125	64-GD-152	0.0020	17.	732.	R	0.978	760.
126	64-GD-154	0.0210	6.0	85.0	R	0.992	335.
127	64-GD-155	0.1480	59.	60710.	R	0.844	1555.
128	64-GD-156	0.2060	5.2	1.8	V		110.
129	64-GD-157	0.1570	1005.	233500.	R	0.852	760.
130	64-GD-158	0.2480	3.6	2.2	V		73.
131	64-GD-160	0.2180	3.6	0.77	V		8.4
132	65-TB-159	1.0000	6.92	23.4	R		418.
133	66-DY		106.	940.	R		1480.
134	66-DY-156	0.0006	6.1	33.	R		884.
135	66-DY-158	0.0010	6.0	43.	R		120.
136	66-DY-160	0.0230	3.4	56.	R	1.008	1240.
137	66-DY-161	0.1901	24.	600.	R	0.990	1200.
138	66-DY-162	0.2551	0.34	199.	R	1.005	2760.
139	66-DY-163	0.2491	3.7	125.	R	1.011	1470.
140	66-DY-164	0.2811	330.	2650.	R	0.988	340.
141	67-HO-165	1.0000	8.65	64.7	R		670.
142	68-ER		8.1	158.	R	1.067	740.
143	68-ER-162	0.0014	5.3	29.	R	0.882	514.
144	68-ER-164	0.0156	8.5	2.5	R	1.002	121.
145	68-ER-166	0.3340	14.	19.4	V		109.
146	68-ER-167	0.2290	1.6	653.	R	1.071	2970.
147	68-ER-168	0.2710	8.4	2.79	V		41.
148	68-ER-170	0.1490	11.0	5.8	V		58.
149	69-TM-169	1.0000	6.3	103.	R		1710.
150	70-YB		23.4	35.	R		183.
151	70-YB-168	0.0014	23.	3470.	R		30500.
152	70-YB-170	0.0310	5.85	11.4	R		320.
153	70-YB-171	0.1441	3.4	48.6	R		340.
154	70-YB-172	0.2191	11.3	0.8	V		25.
155	70-YB-173	0.1621	3.8	17.1	R		400.

N/N	Изотоп	$\xi$	$\xi_2$ , барн	$\xi_2^0$ , барн	U *	G	RI, барн
156	70-YB-174	0.3162	46.3	69.4	V		27.
157	70-YB-176	0.1261	9.66	2.85	V		6.3
158	71-LU		6.8	83.	R	1.465	622.
159	71-LU-175	0.9739	6.0	23.	R	0.997	610.
160	71-LU-176	0.0261	34.	2344.	R	1.637	1160.
161	72-HF		10.9	105.1	R	1.013	2000.
162	72-HF-174	0.0016	15.	561.	R	0.978	436.
163	72-HF-176	0.0520	5.6	23.5	R	1.003	890.
164	72-HF-177	0.1861	3.	377.	R	1.020	7240.
165	72-HF-178	0.2711	4.5	84.	R	1.003	1950.
166	72-HF-179	0.1370	7.4	41.	R	1.003	480.
167	72-HF-180	0.3522	22.0	12.9	R	0.9995	35.
168	73-TA		6.12	20.6	R		660.
169	73-TA-180	0.0001	6.1	563.0	R		1349.
170	73-TA-181	0.9999	6.12	20.5	R	1.004	660.
171	74-W		5.20	18.4	R	1.002	360.
172	74-W -180	0.0013	5.30	3.5	R	1.002	214.
173	74-W -182	0.2630	8.8	20.9	R	1.003	600.
174	74-W -183	0.1430	2.5	10.1	R	1.000	350.
175	74-W -184	0.3067	8.1	1.64	V		16.
176	74-W -186	0.2860	0.084	38.2	R	1.001	525.
177	75-RE		11.3	89.7	R		830.
178	75-RE-185	0.3740	10.6	112.	R	1.005	1717.
179	75-RE-187	0.6260	11.8	76.4	R	0.982	300.
180	76-OS		15.5	16.9	R		160.
181	76-OS-184	0.0002	15.	954.	R		600.
182	76-OS-186	0.0160	18.	80.	R		280.
183	76-OS-187	0.0160	7.5	320.	R		500.
184	76-OS-188	0.1330	7.7	4.7	V		152.
185	76-OS-189	0.1610	15.5	25.	R		674.
186	76-OS-190	0.2640	16.3	17.1	V		58.
187	76-OS-192	0.4098	17.9	2.0	V		4.6
188	77-IR		14.2	426.	R		2150.
189	77-IR-191	0.3730	15.	954.	R		3500.
190	77-IR-193	0.6270	13.	111.	R		1350.
191	78-PT		12.4	10.3	V		140.
192	78-PT-190	0.0001	12.4	152.	V		72.
193	78-PT-192	0.0079	12.3	10.	R		115.
194	78-PT-194	0.3290	14.0	1.44	V		4.
195	78-PT-195	0.3380	10.1	27.5	R		365.
196	78-PT-196	0.2530	12.3	0.72	V		5.1
197	78-PT-198	0.0720	7.7	3.7	V		54.
198	79-AU-197	1.0000	5.3	98.66	R	1.005	1560.

N/N	Изотоп	$\xi$	$\sigma_c$ , барн	$\sigma_c^0$ , барн	U *	G	RI, барн
199	80-HG		26.5	372.	V		86.7
200	80-HG-196	0.0015	26.5	3080.	R		472.
201	80-HG-198	0.1000	18.0	2.0	V		71.
202	80-HG-199	0.1681	65.7	2150.	R		435.
203	80-HG-200	0.2311	18.0	1.4	V		2.1
204	80-HG-201	0.1321	18.0	7.8	V		30.
205	80-HG-202	0.2982	18.0	4.9	V		4.2
206	80-HG-204	0.0690	18.0	0.43	V		0.85
207	81-TL		10.0	3.43	V		12.9
208	81-TL-203	0.2950	6.3	11.4	V		43.0
209	81-TL-205	0.7050	11.6	0.104	V		0.62
210	82-PB		11.2	0.173	V		0.14
211	82-PB-204	0.0142	11.2	0.66	V		2.0
212	82-PB-206	0.2413	11.2	0.031	V		0.097
213	82-PB-207	0.2213	11.26	0.71	V		0.39
214	82-PB-208	0.5232	11.26	0.00049	V		0.0020
215	83-BI-209	1.0000	9.300	0.0338	V		0.19

\*U - это способ представления энергетической зависимости сечений до энергии 5 эВ:  
V - изменяется по закону  $1/V$ ,  
R - сечения следует считать с учетом резонансов.

## Список литературы

1. Абагян Л. П., Юдкевич М. С. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1981. Вып. 4(43). С. 24.
2. Абагян Л. П., Юдкевич М. С. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1981. Вып. 1(40). С. 39.
3. Абагян Л. П., Тебин В. В., Юдкевич М. С. CROSS - пакет программ и библиотек для расчета сечений в области разрешенных резонансов: Препринт ИАЗ-4009/5. Москва, 1984.

Статья поступила в редакцию 27 июня 1989 г.

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПА  $^{14}\text{N}$ 

А. И. Блохин, С. А. Бадиков, Н. Н. Булеева, А. Г. Гусейнов, М. А. Гусейнов,  
В. С. Мастеров, В. Г. Проняев, Н. С. Работнов, Н. Н. Титаренко

EVALUATED NEUTRON DATA FOR  $^{14}\text{N}$ .  
Evaluated neutron data file for  $^{14}\text{N}$  is described in short. Experimental data on the total,  $(n,\alpha)$  and  $(n,p)$  cross-sections not used in ENDF/B-IV library were accounted for. New evaluation for  $\sigma_{\text{tot}}$  from 0.46 to 9 MeV is made by fitting the experimental results with Pade-approximation,  $\sigma(n,\alpha)$  and  $\sigma(n,p)$  - by modifying ENDF/B-IV results. Most of the other cross-sections were recalculated theoretically.

Изотоп  $^{14}\text{N}$  является основным в естественной смеси (99,6%). Низкие пороги реакций с испусканием заряженных частиц (реакция  $(n,p)$  имеет вообще нулевой порог и характеризуется значительным тепловым сечением) делают его важным источником накопления водорода и гелия в нитридном топливе. Поскольку в известной оценке ENDF/B-IV [1] не использованы данные Моргана [2] по сечениям  $(n,p)$  и  $(n,\alpha)$ , а также уточненные данные [3] по полному сечению, послужившие для уточнения основной оценки [1], то было решено пересмотреть эту оценку и подготовить новый файл для  $^{14}\text{N}$ .

Для полного сечения за основу были приняты данные [3] как наиболее детальные из имеющихся (см. также [4-7]). Авторами работы [3] были внесены поправки, более точно учитывающие толщину образца, что привело к повышению значений сечения на несколько процентов по сравнению с использованными в [1]. В интервале 0,46÷9,0 МэВ данные [3] сглажены с помощью программы рациональной аппроксимации рациональными функциями PADE2 [8] по методу, детально описанному в монографии [9]. Указанная энергетическая

область разбивалась при этом на 9 интервалов, для каждого из которых выполнялась аппроксимация, обеспечивающая непрерывность сечения в точках стыковки интервалов (см. также работу авторов по оценке нейтронных данных для  $^{15}\text{N}$  [10]). Рациональная аппроксимация позволяет определить положение и полуширину резонансов в полном сечении как действительную и мнимую части комплексных корней полинома, являющегося знаменателем аппроксиманты. Сравнение этих результатов с данными справочника [11] по резонансным параметрам в большинстве случаев дает хорошее согласие и служит дополнительным средством контроля качества оценки.

За пределами указанного интервала для полного сечения использовались данные [1], хорошо стыкующиеся с нашими на границах интервала. На рис.1а-в в области энергий до 9 МэВ представлены результаты нашей оценки полного сечения в сравнении с оценкой ENDF/B-IV.

Оценка сечений неупругого рассеяния и процессов  $(n,p)$ ,  $(n,d)$ ,  $(n,t)$  и  $(n,\alpha)$  с возбуждением дискретных уровней в остаточных ядрах была выполнена в рамках модели Хаузера-Фешбаха-Молдауера, реализованной в программе СМТ-80 [12]. В таблице приведены схемы дискретных уровней для остаточных ядер  $^{14}\text{N}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}$  и  $^{11}\text{B}$ . Характеристики дискретных уровней были взяты из компиляций [13,14]. Параметры оптической модели подбирались из описания полных сечений [3] в области энергий нейтронов  $E_n = 8,5 \div 30$  МэВ и имеют следующие значения (обозначения общеприняты):

$$V = 54,0 - 0,8 \cdot E_n; W_D = 26,0 + 0,2 \cdot E_n; V_{so} = 5,5; r_o = 1,209; \\ r_D = 1,415; r_{so} = 1,15; a_o = 0,105; a_{so} = 0,5. \quad (1)$$

В качестве параметров оптической модели для заряженных частиц были использованы систематики, использованные в [16]. Расчеты сечений  $(n,n')$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,d)$ ,  $(n,t)$  и  $(n,\alpha)$  проводились в рамках одной расчетной схемы, реализованной в программе СМТ-80, при этом полученные значения  $\sigma_{\text{пол}}$  в целом хорошо согласуются с имеющимися немногочисленными экспериментальными данными [15]. Сечения упругого рассеяния, полученные в рамках оптической модели с параметрами (1), также хорошо согласуются с результатами прямых измерений [17-20].

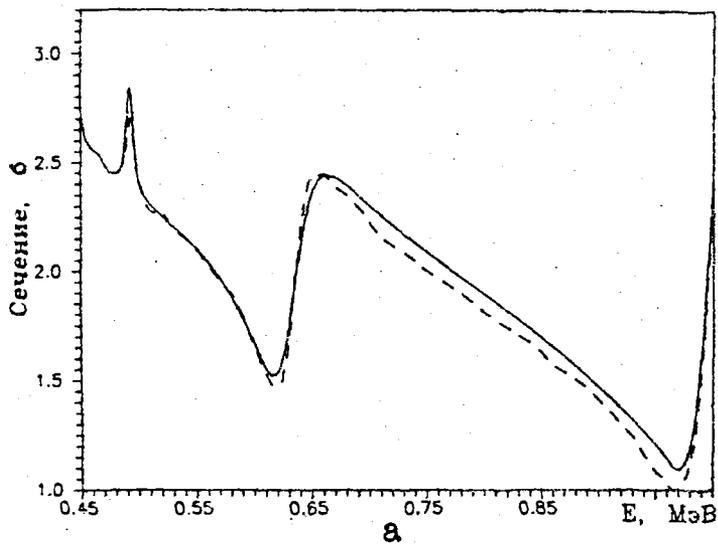
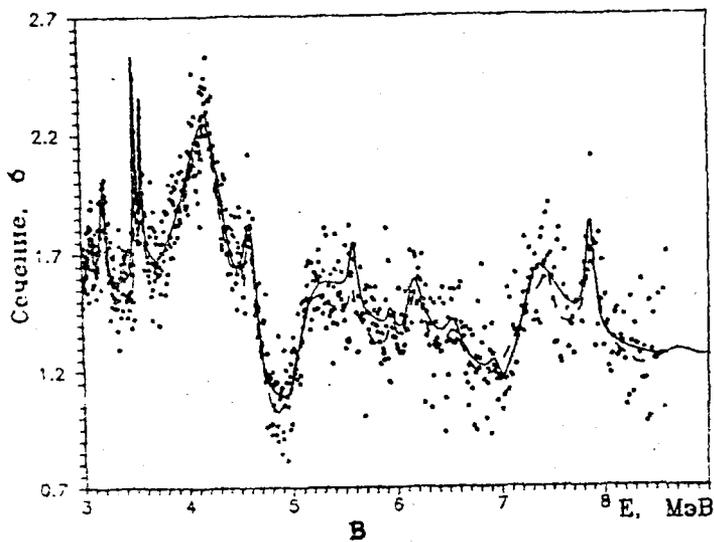
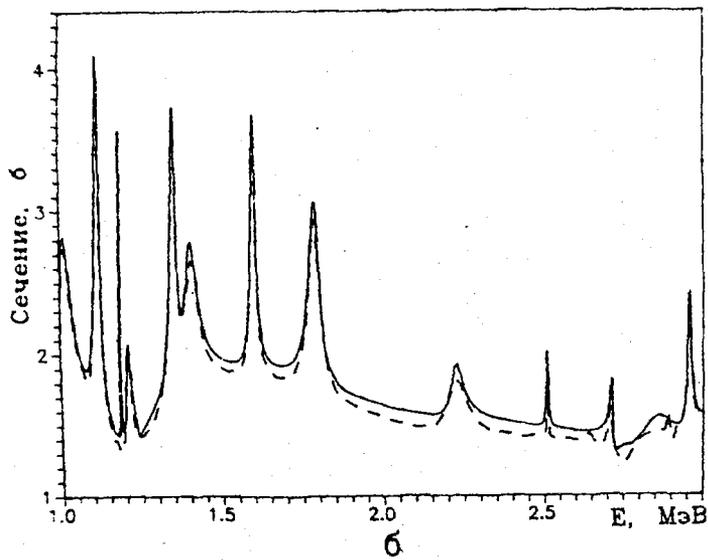


Рис. 1. Сравнение результатов оценки полного нейтронного сечения изотопа  $^{14}\text{N}$  в настоящей работе (сплошная кривая) с оценкой ENDF/B-IV [1] в разных энергетических интервалах. На рис. 1в нанесены также точками экспериментальные данные из работы [3], которые были использованы в нашей оценке



Рассмотрим описание каждого из этих процессов:

1. Реакция  $^{14}\text{N}(n, n')^{14}\text{N}$ . Вычисления функций возбуждения дискретных уровней в ядре  $^{14}\text{N}$  при неупругом рассеянии нейтронов проведены для 39 уровней с энергией до 12,23 МэВ. Уровни с энергией выше 12,40 МэВ были рассмотрены в приближении непрерывного спектра. Полученные значения функций возбуждения дискретных уровней хорошо согласуются с современными измерениями [20].

2. Реакция  $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ . Вычисление сечения процесса  $(n, p)$  проведено с учетом возбуждения десяти уровней в ядре  $^{14}\text{C}$  с энергией до 10,433 МэВ. При энергиях выше 10,50 МэВ использовано приближение непрерывного спектра. Для процесса  $(n, p_0)$  в области энергий  $10^{-5}$  эВ+0,43 МэВ приняты значения из оценки ENDF/B-IV [1]. При  $E_n = 0,42 \pm 7,0$  МэВ были использованы результаты прямых измерений [2], которые либо сглаживались непосредственно, либо аппроксимировались линейно преобразованными зависимостями оценки [1]. Выше 7,0 МэВ использованы результаты статистических расчетов. На рис.2 показано описание сечения  $N^{14}(n, p_0)$  в сравнении с ENDF/B-IV [1] и экспериментальными данными [2].

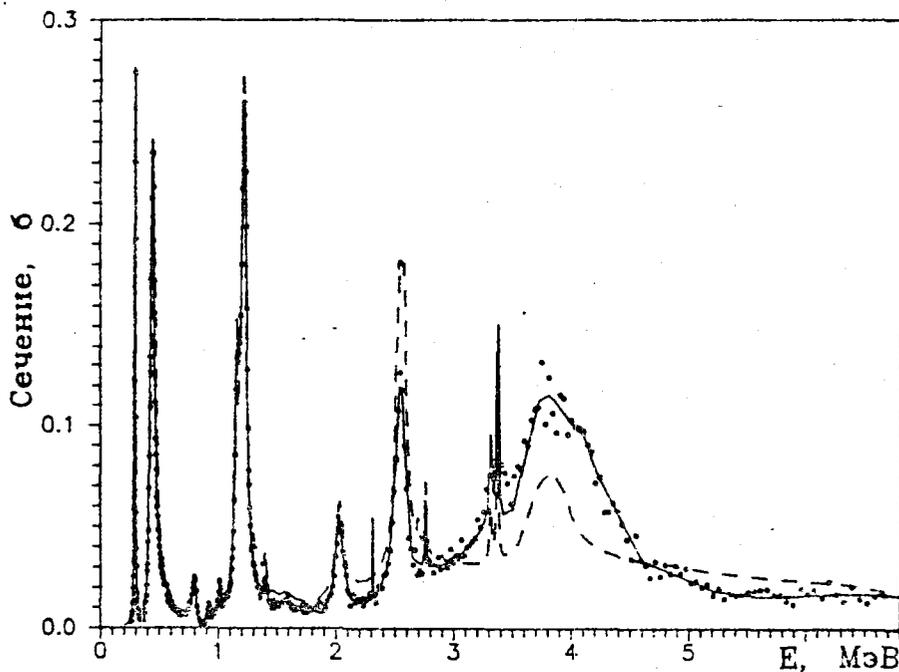


Рис.2. То же, что на рис.1, для реакции  $(n, p_0)$ .  
Экспериментальные данные из [2]

3. Реакция  $^{14}\text{N}(n, d)^{13}\text{C}$ . Вычисление сечений проведено с учетом возбуждения восемнадцати дискретных уровней ядра  $^{13}\text{C}$  вплоть до энергии 11,72 МэВ. Выше энергии 11,80 МэВ использовалось приближение непрерывного спектра.

4. Реакция  $^{14}\text{N}(n, t)^{12}\text{C}$ . Вычисление сечений проведено с учетом возбуждения девяти дискретных уровней в ядре  $^{12}\text{C}$  с энергиями до 12,71 МэВ, а выше 12,80 МэВ - в приближении непрерывного спектра.

5. Реакция  $^{14}\text{N}(n, \alpha)$ . Вычисление сечений выполнено с учетом возбуждения восемнадцати дискретных уровней ядра  $^{11}\text{B}$  с энергиями до 10,96 МэВ. Выше 11,0 МэВ использовано приближение непрерывного спектра. Для основного состояния ядра  $^{11}\text{B}$  ( $E_0=0, I=3/2^-$ ) и первого возбужденного уровня ( $E_1=2,124$  МэВ,  $I=1/2^-$ ), были использованы сглаженные результаты измерений [2] в области энергий нейтронов 1,33÷15,0 МэВ и 4,0÷14,5 МэВ соответственно. Выше этих предельных значений использовались результаты статистических расчетов, так же как для всех остальных уровней от порога до 20 МэВ. На рис. 3а, б и 4 представлено описание процессов  $(n, \alpha_0)$  и  $(n, \alpha_1)$  в сравнении с [1] и [2].

6. Реакции  $(n, np)$ ,  $(n, n\alpha)$ ,  $(n, 2n)$ . Эти процессы были проанализированы в рамках испарительной модели с использованием параметров плотности уровней для остаточных ядер, полученных из описания полной плотности уровней в области энергии связи нейтрона. В качестве экспериментальных данных по полной плотности нейтронных резонансов была использована компиляция [11].

Для гамма-квантов, сопровождающих все рассматриваемые процессы, угловые распределения полагались изотропными. Угловые распределения вылетающих заряженных частиц и нейтронов во всех пороговых реакциях  $(n, np)$ ,  $(n, n\alpha)$  и  $(n, 2n)$  полагались изотропными в системе центра масс.

Для процессов неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением дискретных уровней угловые распределения были вычислены с помощью программы СМТ-80 [12], а затем представлены в лабораторной системе координат в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра. Для ряда дискретных уровней были использованы результаты измерений [20].

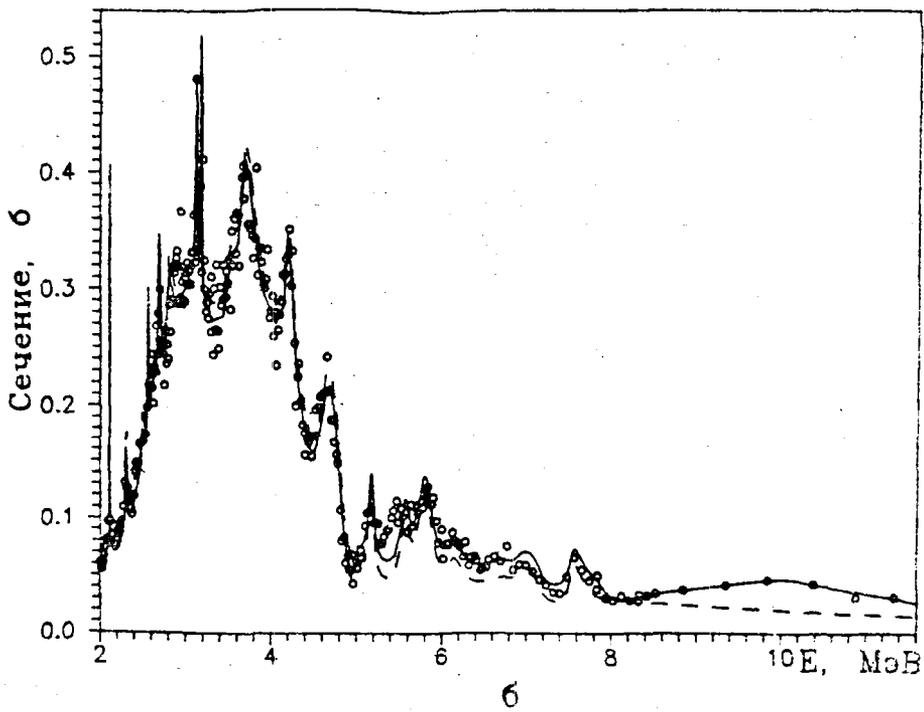
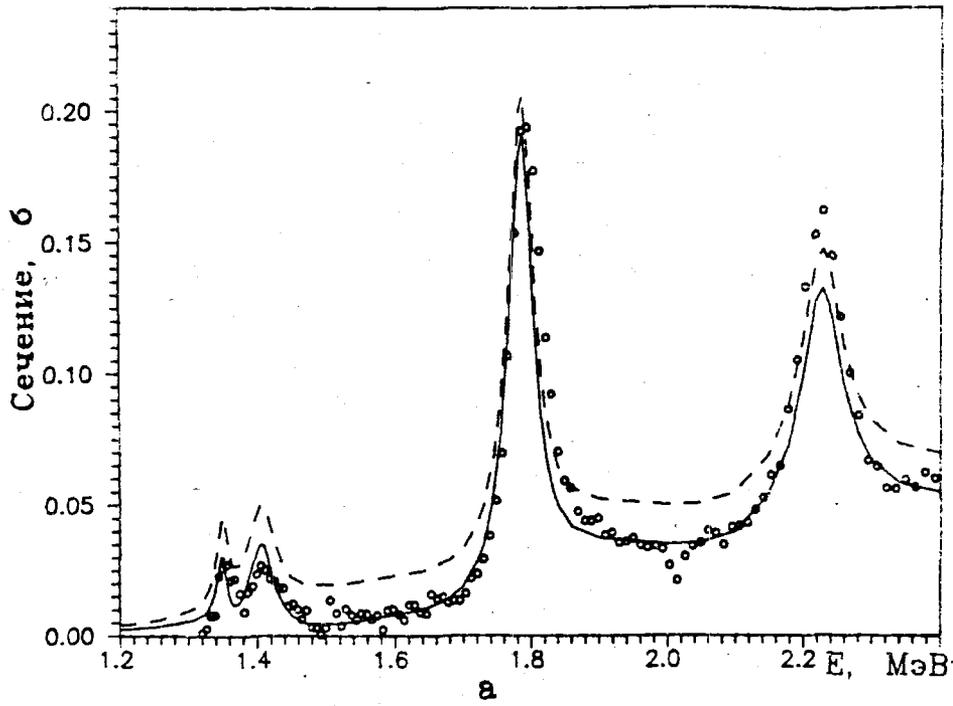


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для реакции  $(n, \alpha)$ .  
Экспериментальные данные из [2]

Угловые распределения нейтронов упругого рассеяния были также вычислены в рамках оптической модели в областях энергий нейтронов  $E_n = 10^{-5}$  эВ+7,70 МэВ и  $E_n > 14,0$  МэВ. В промежутке 7,70÷14,0 МэВ были использованы экспериментальные данные из работы [20].

Энергетические спектры вторичных нейтронов были получены для процессов  $(n, np)$ ,  $(n, n\alpha)$ ,  $(n, 2n)$  и  $(n, n')$  через континуум. Для получения энергетических распределений была использована испарительная модель, основным параметром которой является термодинамическая температура остаточного ядра в зависимости от энергии налетающего нейтрона. Для процесса  $(n, n')$  энергетическая зависимость температуры  $T$  определялась уравнением:

$$aT^2 = U = E_n - 2T, \quad (2)$$

где  $a$  - параметр плотности уровней для  $^{14}\text{N}$ ,

$2T$  - средняя энергия, уносимая вторичным нейтроном,

$E_n$  - начальная энергия нейтрона.

Параметры плотности уровней  $a$  остаточных ядер были нами определены из данных по разрешенным резонансам [11]. Например, для изотопа  $^{14}\text{N}$  (ядро-мишень  $^{14}\text{N}$ ) из [11] получаем в рамках простейшей модели ферми-газа  $a=1,437$  МэВ $^{-1}$ . Затем, согласно (2), строится зависимость  $T(E_n)$ . Подобная зависимость  $T(E_n)$  была использована для процессов  $(n, np)$ ,  $(n, n\alpha)$  и  $(n, 2n)$ .

Для всех рассматриваемых реакций с возбуждением дискретных уровней в остаточных ядрах были оценены нормированные вероятности гамма-переходов. Для оценки этих величин в основном использована компиляция данных, приведенная в [13, 14].

Выполненная оценка ядерных данных для изотопа  $^{14}\text{N}$  представлена в виде файла оцененных данных в формате ENDF/B-V. Файл изотопа  $^{14}\text{N}$  включен в рабочую версию библиотеки БРОНД-1 (МАТ=710) и может быть предоставлен для анализа и использования через Центр ядерных данных ГК ИАЭ.

Схемы дискретных уровней ядер  $^{14}\text{N}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}$  и  $^{11}\text{B}$

N ур- вня	$^{14}\text{N}$		$^{14}\text{C}$		$^{13}\text{C}$		$^{12}\text{C}$		$^{11}\text{B}$	
	E, МэВ	$I^\pi$								
осн.	0,0	$1^+$	0,0	$0^+$	0,0	$1/2^-$	0,0	$0^+$	0,0	$3/2^-$
1	2,312	$0^+$	6,093	$1^-$	3,086	$1/2^+$	4,439	$2^+$	2,124	$1/2^-$
2	3,944	$1^+$	6,589	$0^+$	3,684	$3/2^-$	7,655	$0^+$	4,445	$5/2^-$
3	4,913	$0^-$	6,728	$3^-$	3,854	$5/2^+$	9,641	$3^-$	5,020	$3/2^-$
4	5,105	$2^-$	6,901	$0^-$	3,864	$5/2^+$	10,30	$0^+$	6,742	$7/2^-$
5	5,691	$1^-$	7,011	$2^+$	7,492	$1/2^+$	10,844	$1^-$	6,792	$1/2^+$
6	5,833	$3^-$	7,341	$2^-$	7,549	$5/2^-$	11,160	$2^+$	7,285	$5/2^+$
7	6,197	$1^+$	8,318	$2^+$	7,677	$3/2^+$	11,828	$2^-$	7,978	$3/2^+$
8	6,443	$3^+$	9,801	$1^+$	8,350	$3/2^+$	12,710	$1^+$	8,559	$1/2^-$
9	7,028	$2^+$	10,433	$2^+$	8,858	$1/2^-$			8,920	$5/2^+$
10	7,966	$2^-$			9,499	$3/2^-$			9,186	$7/2^+$
11	8,061	$1^-$			9,899	$3/2^+$			9,275	$5/2^+$
12	8,489	$4^+$			10,460	$1/2^-$			9,870	$3/2^-$
13	8,617	$0^-$			10,753	$7/2^+$			10,260	$3/2^-$
14	8,800	$0^-$			10,809	$1/2^+$			10,330	$5/2^-$
15	8,907	$3^-$			11,000	$1/2^-$			10,450	$1/2^+$
16	8,963	$5^+$			11,078	$1/2^-$			10,601	$7/2^+$
17	8,978	$3^-$			11,721	$3/2^-$			10,960	$5/2^-$
18	9,129	$2^+$								
19	9,172	$2^-$								
20	9,388	$2^-$								
21	9,508	$2^+$								
22	9,702	$1^+$								
23	10,063	$1^-$								
24	10,228	$1^+$								
25	10,434	$2^+$								
26	10,560	$1^-$								
27	10,809	$4^+$								
28	11,040	$1^+$								
29	11,051	$0^+$								
30	11,100	$2^-$								
31	11,246	$3^-$								
32	11,300	$2^+$								
33	11,374	$1^+$								
34	11,516	$3^-$								
35	11,660	$2^+$								
36	11,750	$1^+$								
37	11,810	$2^+$								
38	11,950	$2^-$								
39	12,230	$3^-$								

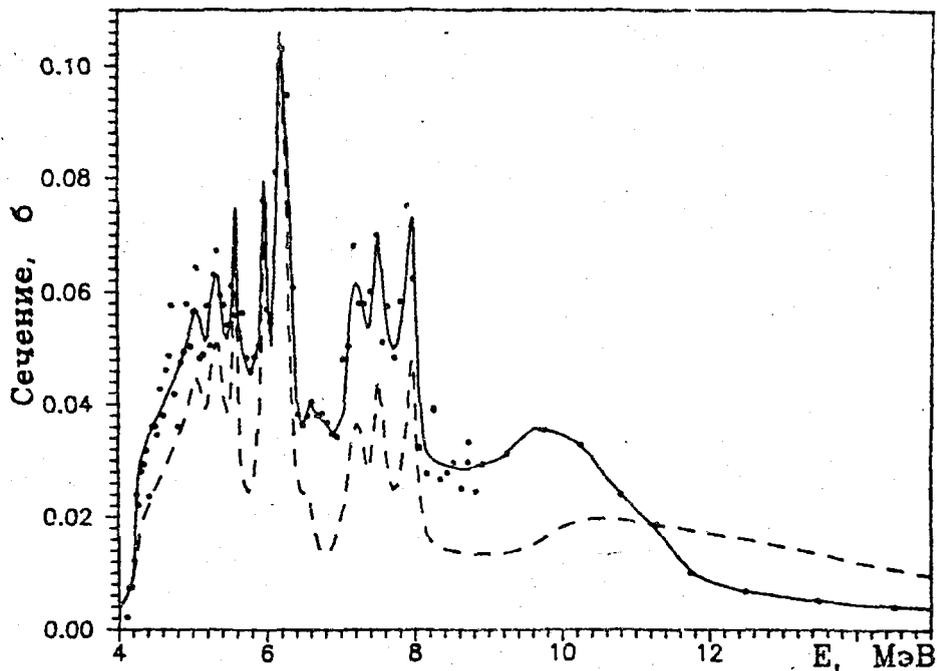


Рис.4. То же, что на рис.1, для реакции  $(n, \alpha_4)$ .  
Экспериментальные данные из [2]

#### Список литературы

1. Young P.G., Foster D.G. Rep. LA-4725. 1972.
2. Morgan G.L. // Nucl.Sc.& Eng. 1979. V.70. P.163.
3. Heaton S.H. et al. //Bull.Am.Phys.Soc. 1970. V.15. P.568.
4. Carlson A.D. et al. //Nucl.Sc.& Eng. 1970. V.42. P.28.
5. Foster D. et al. //Phys.Rev. 1971. V.3C. P.576.
6. Bilpuch E.G. Report Wash.-1034. Washington, 1961.
7. Vommer J. Report NMI-B-210, 1976.
8. Бадиков С.А. и др. Метод опорных ординат в обработке и анализе экспериментальных зависимостей: Препринт ФЭИ-1328. Обнинск, 1982
9. Виноградов В.Н. и др. Аналитическая аппроксимация данных в ядерной и нейтронной физике. М: Энергоатомиздат, 1987.

10. Бадиков С. А., Блохин А. И., Булеева Н. Н. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1989. Вып. 2. С. 39.
11. Mughabhab S.F. et al. Neutron cross-sections. Vol. 1, part A, 1981, N.Y., Academic Press.
12. Титаренко Н. Н. Программа СМТ-80. Расчет сечений бинарных реакций в рамках статистической модели: Препринт ФЭИ-1260. Обнинск, 1982.
13. Ajzenberg-Zelove F. // Nucl. Phys. 1986. V. A449. P. 1.
14. Lederer C.M., Shirley V.S. Tables of Isotopes, (7-th Ed.) N.Y., 1978.
15. Дегтярев Ю. Э. и др. // Атомная энергия. 1965. Т. 19, С. 456.  
Nystroem G. et al // J. Phys. Scripta. 1972. V. 5. P. 175.
16. Perey C.M., Perey F.G. // At. & Nucl. Data Tables. 1974. V. 13. P. 293.
17. Baba M. e. a. // Conf. on Nucl. Data & Appl. Santa-Fe, 1985/V. 1. P. 223.
18. Perey F.G. e. a. Rep. ORNL-4805 (1974).
19. Templon J.A. e. a. // J. of Nucl. Sc. Eng. 1985. V. 91. P. 451.
20. Chardine J. e. a. Note CEA-N-1506. 1986.

Статья поступила в редакцию 1 июня 1989 г.

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ  $^{63}\text{Cu}$  И  $^{65}\text{Cu}$ 

Я. М. Крамаровский, Ю. А. Немиллов, Л. А. Победоносцев, Б. М. Ширяев

INELASTIC NEUTRON SCATTERING ON  $^{63}\text{Cu}$  AND  $^{65}\text{Cu}$  NUCLEI. The functions of  $(n, n'\gamma)$  excitation reaction on  $^{63}\text{Cu}$  and  $^{65}\text{Cu}$  from excitation threshold to  $E_n = 2.2$  MeV are measured by a method of accompanying  $\gamma$ -radiation. For the first three levels of  $^{63}\text{Cu}$  and  $^{65}\text{Cu}$  our results are near to other published data. There is a significant discrepancy between highly active states. Possible reasons for this discrepancy are considered.

Неупругому рассеянию нейтронов на ядрах изотопов меди был посвящен ряд исследований, подробный перечень литературы по этому вопросу содержится, например, в работе [1]. Проводимые ранее измерения функций возбуждения отдельных состояний выполнялись при сравнительно высоком энергетическом разбросе первичных нейтронов 50÷100 кэВ, и полученные зависимости имели плавный характер. В то же время для ряда ядер с близкими значениями масс ( $V$ ,  $Cr$ ,  $Fe$ ) при меньшем энергетическом разбросе первичных нейтронов были обнаружены более сложные характеры функций возбуждения. С целью выяснения возможности существования более сложной структуры функций возбуждения для изотопов меди нами были выполнены измерения при меньшем энергетическом разбросе первичных нейтронов 10÷15 кэВ.

Наши измерения проводились методом  $\gamma$ -излучения, возникающего при неупругом рассеянии нейтронов. Использовался  $Ge(Li)$ -детектор объемом  $100 \text{ см}^3$  с разрежением 3,5 кэВ по линиям  $^{60}\text{Co}$ .

Одновременно получались спектры  $\gamma$ -излучения для  $^{63}\text{Cu}$  и  $^{65}\text{Cu}$  с использованием рассеивателя из естественной меди. Детектор помещался в защиту из свинца и водородосодержащих материалов с добавками бора. В центральное отверстие защиты для уменьшения эффектов попадания нейтронов на  $Ge(Li)$ -детектор вставлялась пробка из  $^6\text{Li}$ .

Калибровка установки осуществлялась по стандартным источникам  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  обычным методом [2], при этом источники помещались на место исследуемого образца. Образцом служил цилиндр из меди диаметром 18 мм, высотой 30 мм и весом 85,5 г, расположенный на расстоянии 100 мм от мишени. В качестве источника нейтронов использовалась реакция  $T(p, n)$ , толщина мишени -  $0,2 \text{ мг/см}^2$ . Источником протонов служил ускоритель ЭГ-5. Поток нейтронов на образец определялся с помощью миниатюрной ионизационной камеры с известным слоем  $^{235}\text{U}$ , камера крепилась непосредственно к исследуемому образцу. При обработке результатов измерений учитывались эффекты конечной геометрии, согласно работе [3]. Полученные нами результаты представлены в табл. 1+10 и в графическом виде на рис. 1+6.

Целесообразно сравнить полученные нами результаты с аналогичными данными работы [1].

Сечения неупругого рассеяния с возбуждением уровней  $^{63}\text{Cu}$ : 670, 962 и 1547 кэВ практически полностью совпадают; для уровней 1326 и 1412 кэВ обнаруживаются значительные расхождения, достигающие двух раз. Аналогично для всех уровней  $^{65}\text{Cu}$ : 771, 1115 и 1725 кэВ - близкое совпадение, а для уровней 1482 и 1623 кэВ - значительные расхождения.

Вероятнее всего, что причину расхождений следует искать в различных способах обработки экспериментальных данных: в работе [1] сечения реакции  $(n, n', \gamma)$  определяются на основе всех линий, присутствующих в спектрах, в нашей же работе - на основе избранных линий и справочных данных по коэффициентам ветвления [4]. Своеобразие расположения высоковозбудимых состояний ядер  $^{63}\text{Cu}$  и  $^{65}\text{Cu}$  такова, что ряд  $\gamma$ -переходов между ними близок по энергии

друг к другу, а также к фоновым линиям, обычно образующимся в материале  $Ge(Li)$ -детектора в нейтральных полях. Эти обстоятельства препятствуют надежному выделению требуемого  $\gamma$ -перехода и отражаются на конечных результатах. В частности, уровень 1482 кэВ  $^{65}Si$  распадается с испусканием  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma}=1482$  и 367 кэВ (переход 1482:1115 кэВ), а уровень 1326 кэВ  $^{63}Si$  распадается с испусканием  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma}=1326$  кэВ и  $E_{\gamma}=364$  кэВ (переход 1326:962 кэВ).

В случае использования образца с естественным содержанием меди и  $Ge(Li)$ -детектора для регистрации  $\gamma$ -квантов разрешение последних обычно недостаточно для четкого разделения  $\gamma$ -линий с  $E_{\gamma}=367$  кэВ и  $E_{\gamma}=364$  кэВ. Далее уровень 1623 кэВ  $^{65}Si$  распадается с испусканием  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma}=1623$  кэВ,  $E_{\gamma}=851$  кэВ и  $E_{\gamma}=509$  кэВ. Но в экспериментальных  $\gamma$ -спектрах всегда присутствует аннигиляционная линия с  $E_{\gamma}=511$  кэВ, и отделить от нее линию с  $E_{\gamma}=509$  кэВ затруднительно. Также ряд линий, образующихся при захвате  $Ge$  (материал детектора) нейтрона, близок по своим энергиям к тем  $\gamma$ -линиям, которые образуются при разрядке уровней изотопов меди. Например, линия с  $E_{\gamma}=585$  кэВ от перехода 1547:962 кэВ у  $^{63}Si$  и линия с  $E_{\gamma}=583$  кэВ от реакции  $(n, \gamma)$ .

Чтобы обойти неопределенности и сложности при расчете площадей ряда  $\gamma$ -линий, нам представилось более рациональным использовать следующий прием: из экспериментального  $\gamma$ -спектра определялись площади одиночных четких  $\gamma$ -линий, площади остальных  $\gamma$ -линий, необходимые для построения функций возбуждения, получались на основании коэффициентов ветвления [4].

Несмотря на более высокую однородность энергий первичных нейтронов, нами не было обнаружено сложной структуры в функциях возбуждения. Возможно, что такое резкое изменение характера функций возбуждения при удалении от ядер, находящихся в области  $V$  и  $Cr$  связано не только с увеличением массового числа, но и с удалением от нейтронной оболочки с  $N=28$ .

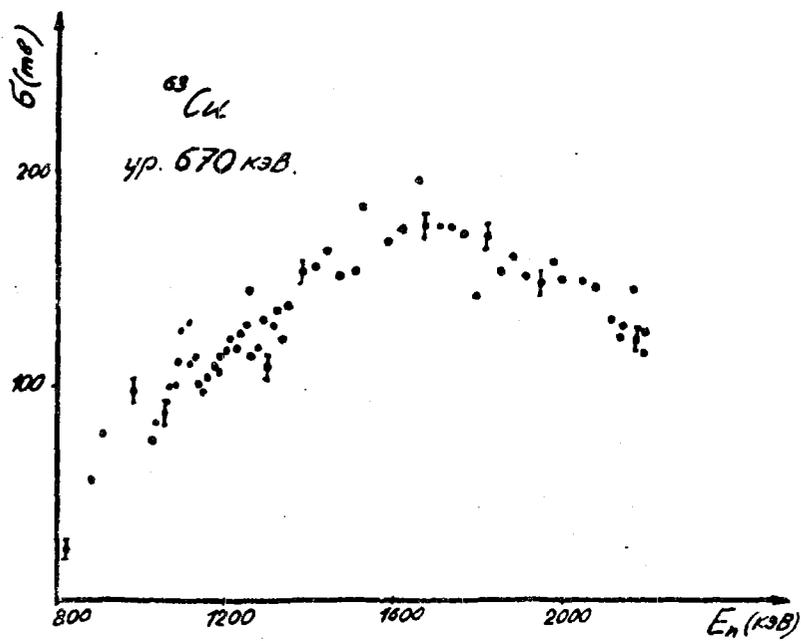


Рис. 1. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{63}\text{Cu}$  с возбуждением уровня 670  $\text{keV}$

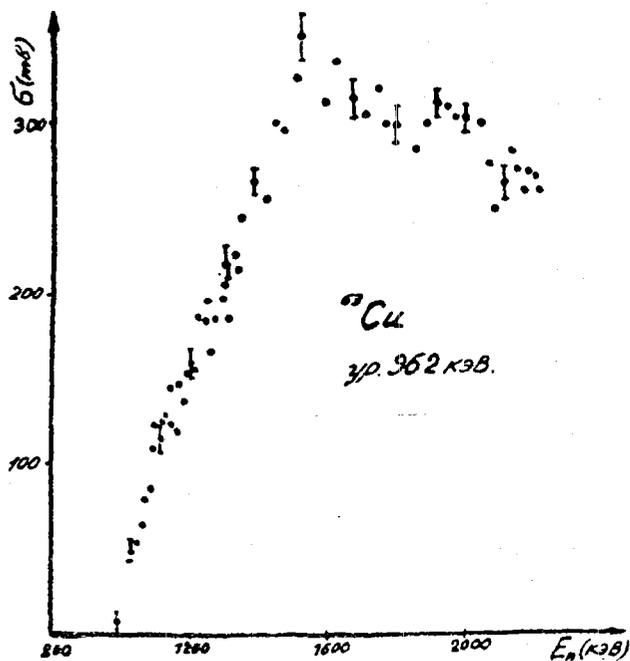


Рис. 2. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{63}\text{Cu}$  с возбуждением уровня 962  $\text{keV}$

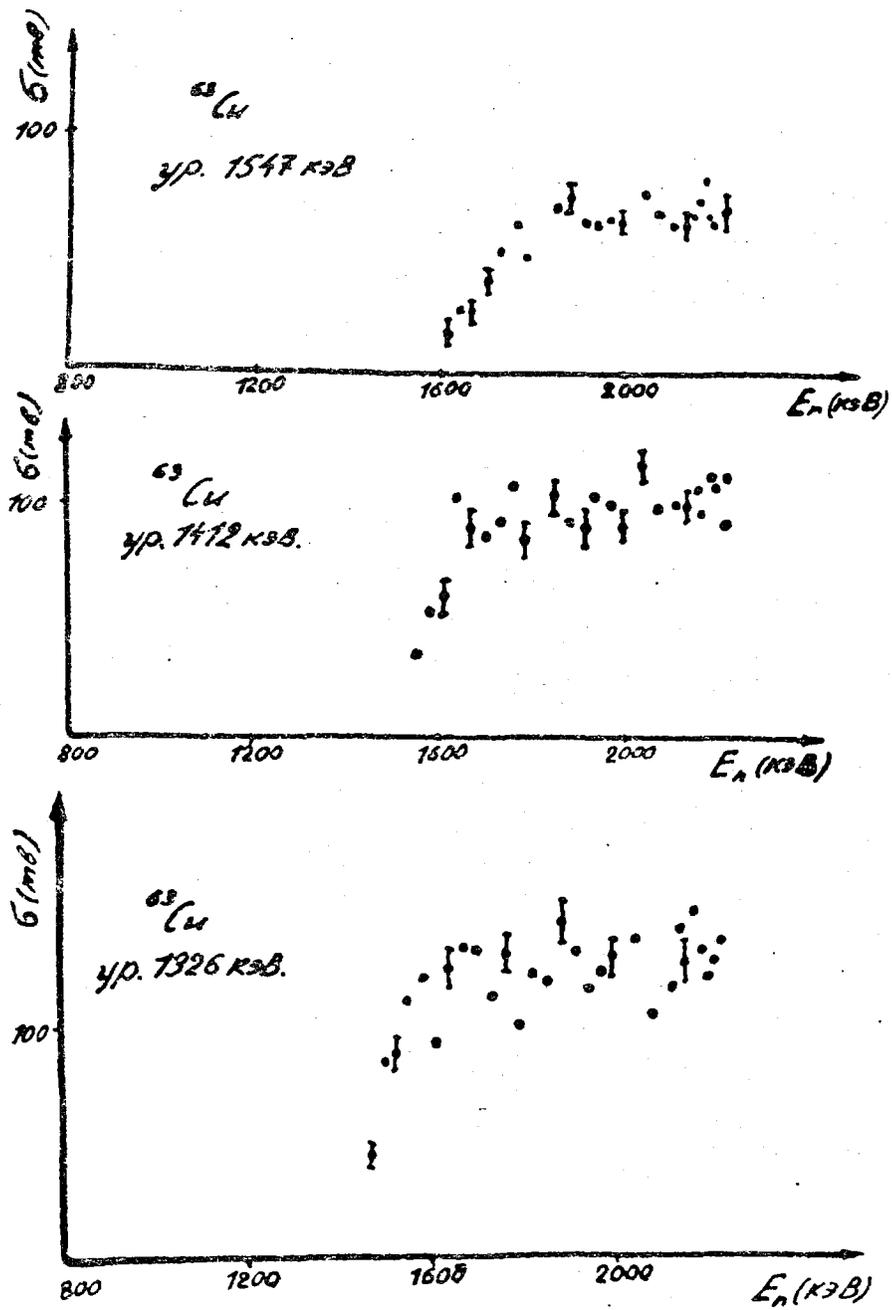


Рис. 3. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{63}\text{Cu}$  с возбуждением уровней 1326, 1412, 1547 кэВ

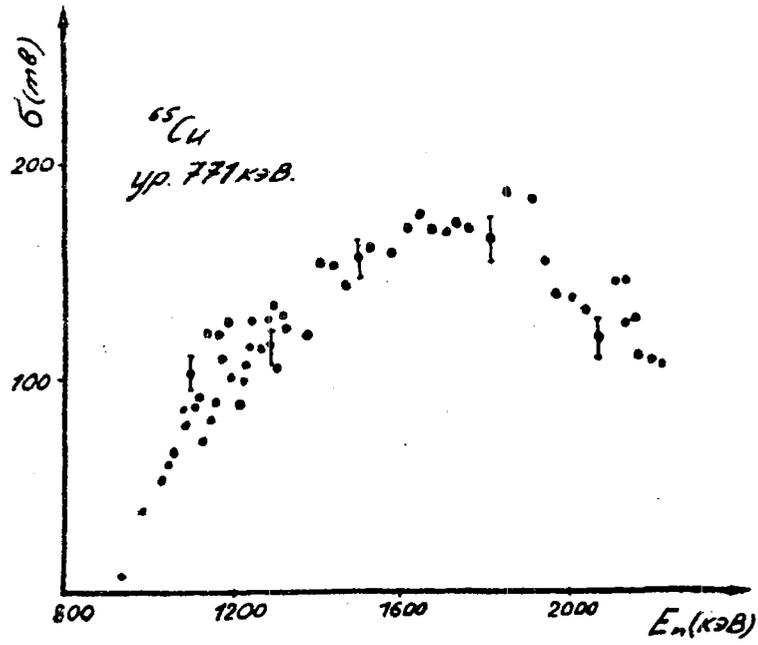


Рис. 4. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{65}\text{Si}$  с возбуждением уровня 771 кэВ

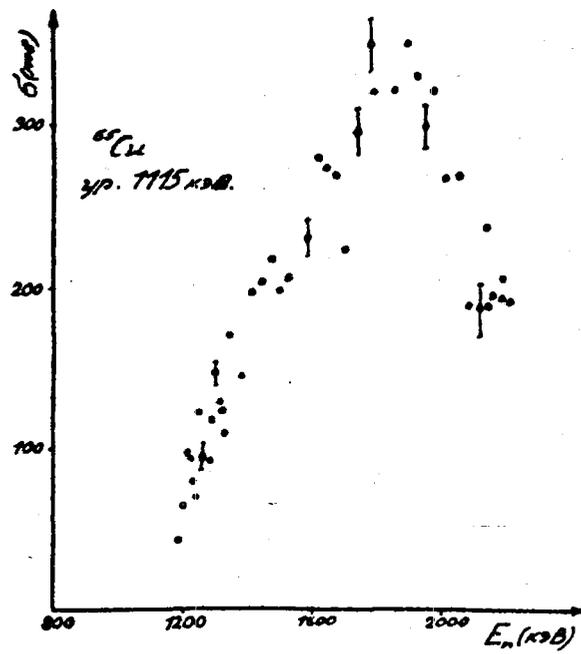


Рис. 5. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{65}\text{Si}$  с возбуждением уровня 1115 кэВ

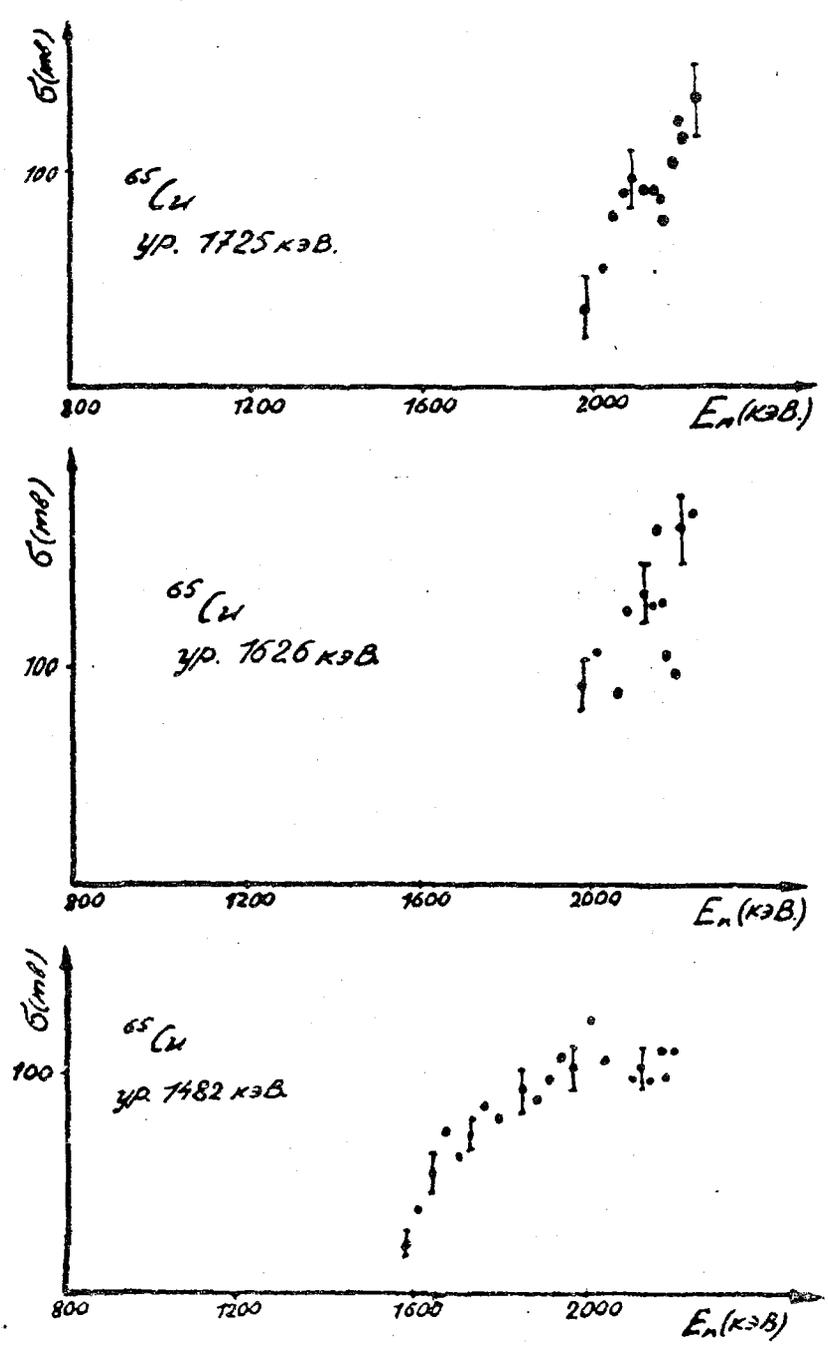


Рис. 6. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{65}\text{Cu}$  с возбуждением уровней 1482, 1626, 1725 кэВ

Таблица 1

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{63}\text{Cu}$   
с возбуждением уровня 670 кэВ

$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб						
830	41±4	1170	109±7	1340	136±8	1880	161±12
880	56±4	1180	107±7	1380	155±9	1910	153±11
940	78±4	1190	113±7	1410	156±10	1940	149±11
990	92±5	1200	116±7	1440	163±10	1970	160±12
1035	72±4	1210	121±8	1470	150±10	1995	152±11
1048	81±5	1220	118±8	1500	156±10	2045	151±11
1058	84±5	1230	125±8	1520	186±12	2075	149±11
1068	100±6	1240	129±8	1580	168±10	2115	142±10
1078	100±6	1250	147±9	1610	175±11	2125	124±9
1090	113±6	1260	116±8	1640	198±13	2135	130±9
1100	129±6	1270	117±8	1670	173±11	2145	129±10
1110	130±6	1280	118±8	1700	175±11	2165	147±11
1120	110±6	1290	132±9	1730	183±12	2175	121±10
1130	113±6	1300	109±8	1760	171±11	2185	118±9
1140	102±6	1310	127±9	1790	141±10	2195	129±10
1150	95±6	1320	136±9	1820	171±11	2205	140±11
1160	104±6	1330	121±9	1850	155±10		

Таблица 2

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{63}\text{Si}$   
с возбуждением уровня 962 кэВ

$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб						
990	9±4	1190	156±10	1380	267±16	1940	311±20
1035	49±4	1200	159±11	1410	256±15	1970	307±21
1048	53±4	1210	157±12	1440	301±20	1995	305±20
1058	63±5	1220	187±13	1470	252±20	2045	301±20
1068	80±6	1230	184±13	1500	332±23	2075	248±20
1078	86±6	1240	181±13	1510	355±25	2175	266±19
1090	109±7	1250	196±13	1580	311±24	2125	285±20
1100	122±9	1260	163±12	1610	338±22	2135	274±19
1110	114±8	1270	184±12	1670	315±23	2145	261±19
1120	126±9	1280	197±13	1700	306±21	2175	303±20
1130	129±9	1290	207±14	1730	321±20	2185	273±19
1140	145±10	1300	219±15	1760	300±20	2195	270±18
1150	121±9	1310	182±16	1790	300±20	2205	262±19
1160	118±8	1320	225±15	1850	285±20		
1170	146±10	1330	214±15	1880	303±20		
1180	134±10	1340	248±17	1910	314±21		

Таблица 3

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{63}\text{Si}$   
с возбуждением уровня 1326 кэВ

$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб						
1470	44±4	1700	129±8	1940	117±9	2165	152±10
1500	83±7	1730	111±9	1970	123±10	2175	132±9
1520	85±7	1760	130±10	1995	130±10	2185	118±9
1550	111±9	1790	97±10	2045	138±10	2195	128±10
1580	121±10	1820	122±10	2075	100±11	2205	138±10
1610	90±9	1850	114±9	2115	197±16		
1640	124±10	1880	145±12	2135	141±10		
1670	133±10	1910	132±10	2145	125±10		

Таблица 4

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{63}\text{Si}$   
с возбуждением уровня 1412 кэВ

$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб						
1550	36±5	1790	85±9	2045	120±10	2185	110±10
1580	53±5	1820	101±8	2075	100±9	2195	120±10
1610	60±6	1850	105±8	2115	101±9	2205	92±9
1640	105±8	1880	97±8	2125	101±9		
1670	90±7	1910	89±8	2135	86±9		
1700	82±7	1940	105±9	2145	108±10		
1730	95±8	1970	96±9	2165	95±9		
1760	111±10	1995	89±8	2175	114±10		

Таблица 5

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{63}\text{Si}$   
с возбуждением уровня 1547 кэВ

$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб						
1610	18±5	1790	49±6	1995	65±6	2145	73±6
1640	25±5	1850	71±6	2045	78±7	2175	66±6
1670	25±5	1880	83±7	2075	70±7	2185	65±6
1700	34±5	1910	65±6	2115	62±6	2195	66±6
1730	52±5	1940	63±6	2125	63±6	2205	71±6
1760	63±6	1970	64±6	2135	68±6		

Таблица 6

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{65}\text{Si}$   
с возбуждением уровня 771 кэВ

$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб						
940	8±5	1180	110±9	1340	123±9	1850	190±15
990	39±5	1190	129±10	1380	120±9	1880	217±18
1035	55±5	1200	100±8	1410	162±14	1910	186±14
1048	60±6	1210	87±7	1440	157±13	1940	152±12
1058	68±7	1220	100±8	1470	144±11	1970	140±12
1068	44±7	1230	108±9	1500	159±13	2000	140±12
1078	88±7	1240	115±9	1520	163±13	2045	136±11
1090	79±7	1250	139±10	1580	160±13	2075	110±10
1100	105±8	1260	82±10	1610	174±14	2115	115±13
1110	88±8	1270	116±9	1640	180±15	2125	151±14
1120	93±8	1280	130±9	1670	172±13	2135	128±10
1130	70±7	1290	114±9	1700	170±13	2145	130±10
1140	124±10	1300	137±10	1730	177±14	2175	146±13
1150	80±8	1310	109±8	1760	171±13	2185	110±9
1160	90±8	1320	130±9	1790	137±12	2195	108±9
1170	124±9	1330	125±9	1820	168±4	2205	138±12

Таблица 7

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{65}\text{Cu}$   
с возбуждением уровня 1115 кэВ

$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб	$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб	$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб
1190	43±4	1410	200±15	1940	301±21
1200	66±5	1440	200±15	1970	322±23
1210	99±7	1770	220±15	2000	267±21
1220	96±7	1500	201±15	2045	267±21
1230	80±7	1520	207±15	2075	182±18
1240	20±7	1580	233±16	2115	181±19
1250	125±9	1610	282±20	2125	230±20
1270	95±7	1640	275±20	2135	188±19
1280	92±7	1670	272±20	2145	191±19
1290	120±9	1700	226±17	2165	221±15
1300	151±11	1730	227±21	2175	196±14
1310	130±10	1760	355±25	2185	212±14
1320	126±10	1790	323±23	2195	213±14
1330	111±9	1850	322±22	2205	244±20
1340	177±13	1880	370±24		
1380	145±12	1910	333±33		

Таблица 8

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{65}\text{Si}$   
с возбуждением уровня 1482 кэВ

$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб						
1580	22±4	1850	91±12	2115	98±10	2205	139±20
1610	39±6	1880	88±11	2125	105±11		
1640	55±6	1910	98±13	2135	95±10		
1670	71±7	1940	109±13	2145	103±11		
1700	61±6	1970	102±13	2165	112±13		
1730	71±8	2000	127±14	2175	98±10		
1760	85±9	2045	106±13	2185	151±20		
1790	78±10	2075	73±12	2195	116±13		

Таблица 9

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{65}\text{Si}$   
с возбуждением уровня 1626 кэВ

$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб	$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб	$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб
1970	92±11	2125	165±17	2185	100±15
2000	106±12	2135	127±15	2195	165±18
2045	82±12	2145	129±15	2205	185±20
2075	129±14	2165	104±11		
2115	134±16	2175	200±30		

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{65}\text{Si}$   
с возбуждением уровня 1725 кэВ

$E_n$ , кэВ	$\sigma$ , мб						
1985	37±12	2065	84±10	2135	87±10	2185	124±15
2025	54±12	2075	95±14	2145	66±8	2195	116±14
2035	78±13	2115	90±13	2165	71±9	2205	134±15
2045	124±14	2125	90±13	2175	104±14		

## Список литературы

1. Guenther P.T., Smith D.L., Smith A.B. //Nucl.Phys. 1986. V.A448. P.280.
2. Немилов Ю.А., Крамаровский Я.М., Победоносцев Л.А. Нейтронная физика. М., 1988. Ч. 3.
3. Dickens J.K. //Nucl.Instr. and Meth. 1972. V.98, N 3. P.451.
4. Ланько Э.В., Домбровский Г.С., Шубный Ю.К. Вероятности электромагнитных переходов атомных ядер. Z=1-30. Л.: Наука, 1972.

Статья поступила в редакцию 22 августа 1989 г.

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 0,5-2,2 МэВ  
 ДЛЯ ИЗОТОПОВ РУТЕНИЯ-102,104 И ЦЕРИЯ-140,142

Ю. Н. Трофимов

RADIATIVE NEUTRON CAPTURE CROSS SECTIONS OF  $^{102,104}\text{Ru}$  AND  $^{140,142}\text{Ce}$  AT ENERGY 0.5-2.2 MeV. Radiative neutron capture cross sections of stable isotopes of ruthenium-102,104 and cerium-140,142 have been measured by activation method at energy 0.5-2.2 MeV. Neutrons were produced by means of the  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$  reaction, using Van de Graaff accelerator. Normalization cross sections have been performed on base of  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$  reaction. The total uncertainty of the results was typically  $\pm(8-15)\%$ .

Изотопы рутения-102,104 и церия-140,142 присутствуют в реакторе как продукты деления. Выходы этих изотопов составляют от 2 до 6% и являются одними из самых высоких среди важнейших продуктов деления ядер, которые вносят основной вклад в поглощение нейтронов в активной зоне быстрого реактора. Церий (естественный) имеет самое низкое среди редкоземельных элементов сечение радиационного захвата (РЗ) тепловых нейтронов ( $0,636 [1], 16=10^{-28} \text{ м}^2$ ). Наибольшую часть (88,48%) среди четырех стабильных изотопов церия составляет изотоп  $^{140}\text{Ce}$ . Низкое сечение РЗ тепловых нейтронов у  $^{140}\text{Ce}$  (0,57 б) обусловлено магическим числом нейтронов ( $N=82$ ) и четным числом протонов у этого ядра. Однако, сечения РЗ нейтронов для изотопов церия представляют интерес, так как нужно учесть цепочку выгорания церия. Кроме того, изотоп  $^{140}\text{Ce}$  можно использовать в качестве монитора выгорания топлива (отработавшего твэла) [2].

Требования к погрешности данных о сечениях РЗ нейтронов изотопами рутения и церия составляют 10 %.

Экспериментальная информация по сечениям РЗ нейтронов для изотопов  $^{102,104}\text{Ru}$  ограничивается работой [3], в которой приведены данные в широком интервале энергий, включая энергетические точки в диапазоне  $0,5\pm 0,7$  МэВ.

Оценка усредненных сечений этих же изотопов по энергетическим группам приведена в справочнике [1]. Экспериментальных данных по сечениям РЗ нейтронов в области энергий нейтронов  $0,5\pm 2,2$  МэВ для изотопов  $^{140,142}\text{Ce}$  в настоящее время нет.

В данной работе сообщаются результаты измерений методом активации сечений РЗ нейтронов для ядер  $^{102,104}\text{Ru}$  и  $^{140,142}\text{Ce}$  в диапазоне энергий нейтронов  $0,5\pm 2,2$  МэВ относительно сечений опорной реакции  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ . Нейтроны получали на электростатическом ускорителе Радиевого института им. В. Г. Хлопина в реакции  $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$  с использованием твердой титано-третиевой мишени. Сборка из двух образцов из золота и одного исследуемого образца между ними укреплялась снаружи фланца ионопровода на расстоянии 12 мм от источника нейтронов под углом  $0^\circ$  к пучку протонов. Время облучения составляло - 15 ч для  $^{102}\text{Ru}$ ,  $^{140,142}\text{Ce}$  и 4ч для  $^{104}\text{Ru}$ . Массы, вид химического соединения и изотопный состав приведены в табл. 1. Использовали элементы, обогащенные по исследуемому изотопу. Образцы были получены из Государственного фонда стабильных изотопов СССР. Образцы из оксида церия и порошкообразного рутения изготавливали прессованием соединений в таблетки диаметром 6 мм. Таблетку помещали между двумя тонкими склеенными полиэтиленовыми пленками толщиной  $8 \text{ мг/см}^2$ .

Основные характеристики ядер-продуктов исследуемых и опорных реакций приведены в табл. 2. Сечения опорной реакции  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$  принято в соответствии с рекомендациями работы [7].

На рис. 1а, б приведены известные сведения о сечениях РЗ нейтронов изотопов  $^{102,104}\text{Ru}$ , а также данные настоящей работы, которые существенно дополняют имеющуюся к настоящему времени информацию, особенно в области энергий нейтронов выше 1 МэВ.

Результаты наших измерений сечений РЗ нейтронов изотопов  $^{140,142}\text{Ce}$  приведены на рис.2а,б. Процедура учета поправок и погрешностей обсуждена нами в работе [8]. Результирующие погрешности сечений указаны в табл.3. Основной вклад в ошибку измеренных сечений давала погрешность опорного сечения реакции  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ , которая составляла  $6,1 \pm 10\%$  [7].

Таблица 1

Массы и изотопный состав образцов

Изотоп	Химическое соединение	Масса образца по элементу, мг	Изотопный состав, %
$^{102}\text{Ru}$	$\text{Ru}$	25±50	$100 \pm 0,3$ ; $101 \pm 0,5$ ; $102 \pm 98,7 \pm 0,4$ ; $104 \pm 0,5$
$^{104}\text{Ru}$	$\text{Ru}$	70	$102 \pm 0,4$ ; $104 \pm 99,6 \pm 0,1$
$^{140}\text{Ce}$	$\text{CeO}_2$	50±90	$140 \pm 99,4$ ; $142 \pm 0,6$
$^{142}\text{Ce}$	$\text{CeO}_2$	40±50	$140 \pm 5,8$ ; $142 \pm 94,2$

Таблица 2

Характеристики ядер-продуктов исследуемых и опорных реакций

Реакция	Период полураспада [4]	$E_\gamma$ , кэВ	Квантовый выход, % [5,6]
$^{102}\text{Ru}(n, \gamma)^{103}\text{Ru}$	$39,26 \pm 0,02$ сут	497	$88 \pm 2$
$^{104}\text{Ru}(n, \gamma)^{105}\text{Ru}$	$4,44 \pm 0,02$ ч	724,5	$49 \pm 1$
$^{140}\text{Ce}(n, \gamma)^{141}\text{Ce}$	$32,501 \pm 0,005$ сут	145,4	$48,8 \pm 0,4$
$^{142}\text{Ce}(n, \gamma)^{143}\text{Ce}$	$33,0 \pm 0,2$ ч	293,3	$41,3 \pm 0,4$
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$	$2,695 \pm 0,002$ сут	411,8	$95,56 \pm 0,07$

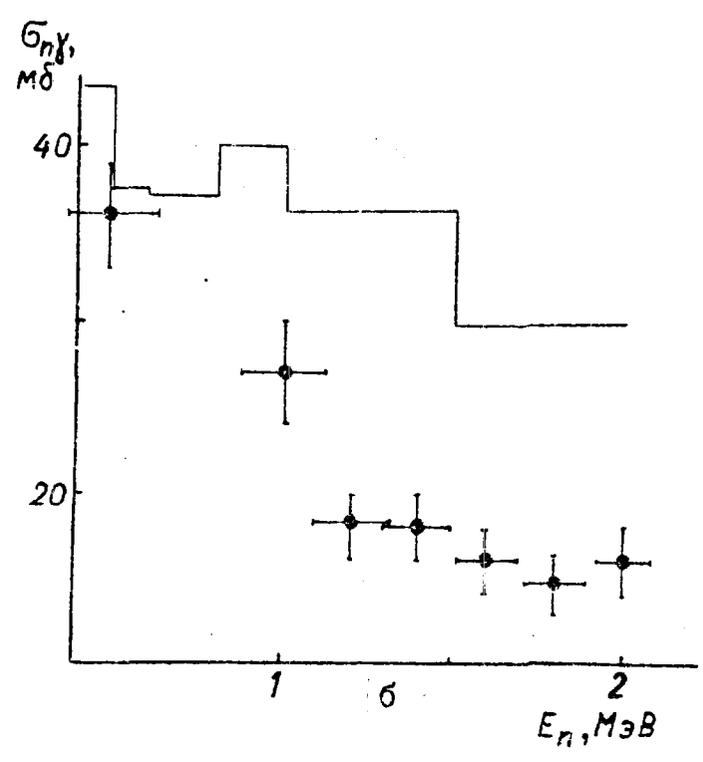
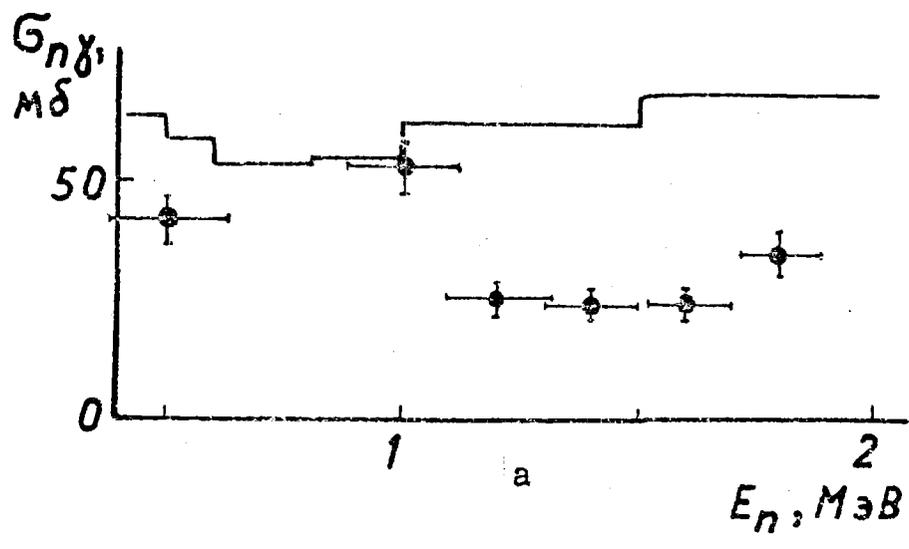


Рис. 1. Зависимость сечения радиационного захвата изотопов рутения-102,104 от энергии нейтронов. Данные работ: — [1], — настоящей; а) рутений-102; б) рутений-104

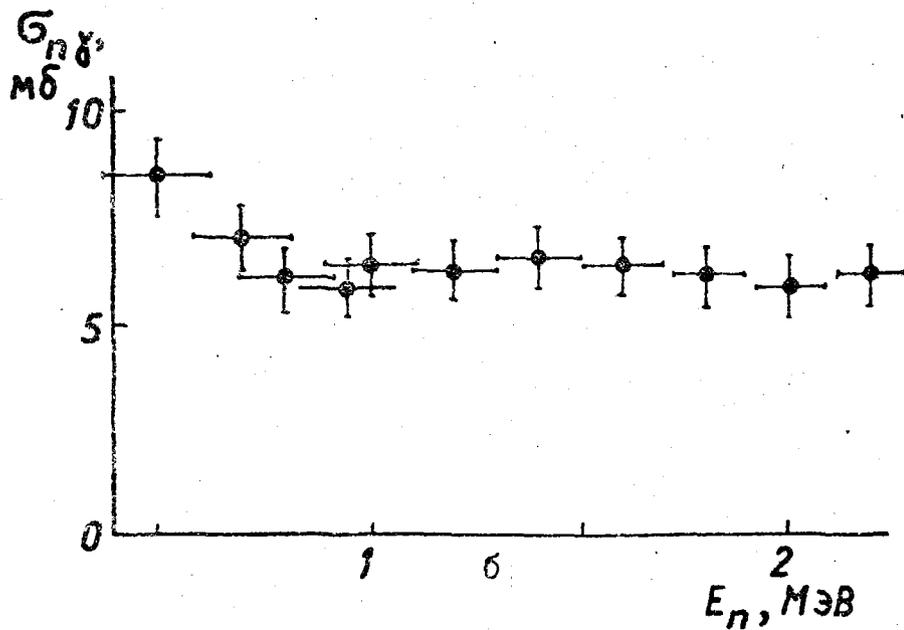
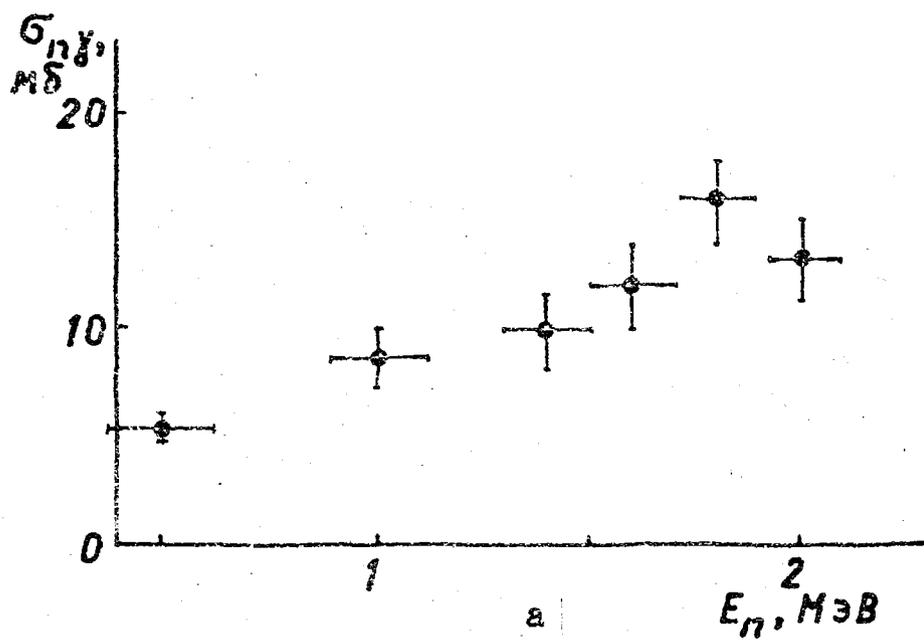


Рис. 2. Зависимость сечения радиационного захвата изотопов церия-140, 142 от энергии нейтронов: а) церий-140; б) церий-142

Таблица 3

Сечения реакций  $^{102}\text{Ru}(n, \gamma)^{103}\text{Ru}$ ,  $^{104}\text{Ru}(n, \gamma)^{105}\text{Ru}$ ,  $^{140}\text{Ce}(n, \gamma)^{141}\text{Ce}$ ,  
 $^{142}\text{Ce}(n, \gamma)^{143}\text{Ce}$ , измеренные автором в зависимости  
от энергии нейтронов

$E_n (\Delta E_n)$ , МэВ	$^{102}\text{Ru}(n, \gamma)$ , мб	$^{104}\text{Ru}(n, \gamma)$ , мб	$^{140}\text{Ce}(n, \gamma)$ , мб	$^{142}\text{Ce}(n, \gamma)$ , мб
0,50(13)*	42(5)	36(4)	5,0(5)	8,5(9)
0,70(13)	-	-	-	7,1(8)
0,80(13)	-	-	-	6,1(8)
1,00(12)	49(6)	27(3)	8,6(15)	6,4(7)
1,20(11)	25(2)	18(2)	-	6,3(7)
1,40(10)	25(2)	18(2)	10(2)	6,6(7)
1,60(9)	24(2)	17(2)	12(2)	6,4(7)
1,80(9)	35(5)	15(2)	16(2)	6,1(7)
2,00(8)	-	16(2)	16(2)	5,9(7)
2,20(8)	-	-	-	6,2(7)

\* Запись 0,50(13) означает  $0,50 \pm 0,13$ .

## Список литературы

1. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Радиационный захват нейтронов: Спр. М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Калыгин В.В., Габескирая В.Я., Борисенков В.И. //Атомная энергия. 1985. Т.59(5). С.378.
3. Macklin R.L., Halperin J. //Nucl.Science and Engineering. 1980. V.73. P.174.
4. Tuli J.K. Handbook on Nuclear Activation Data: Tec. Reports Series N 273. Vienna: IAEA, 1987. P.6.
5. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов: Спр. М.: Атомиздат, 1977.
6. Lederer C., Shirley V. Table of Isotopes. N.Y.-Toronto: John Wiley & Sons, 1978.
7. Nuclear Data Standard for Nuclear Measurements: INDC/NEANDC Nuclear Standards File. Vienna: IAEA, 1983.
8. Трофимов Ю.Н. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып. 4. С.10.

Статья поступила в редакцию 17 августа 1989 г.

САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ПОТЕНЦИАЛОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
НУКЛОНОВ И ДЕЙТРОНОВ С ЯДРОМ  ${}^6\text{Li}$ 

М. Камаль (Каирский университет, АРЕ),

В. Т. Ворончев (Институт кристаллографии АН СССР),

В. И. Кукулин (Институт ядерной физики МГУ, СССР)

COMPATIBLE CALCULATION OF THE  
INTERACTION OF NUCLEONS AND  
DEUTERONS WITH  ${}^6\text{Li}$  NUCLEUS.

Interactions for the  $\text{N}+{}^6\text{Li}$  and  $\text{d}+{}^6\text{Li}$  systems are calculated, by using the multicluster dynamical model of  ${}^6\text{Li}$  and the folding model for N-N and N- $\alpha$  potentials of the interacted particles. The predicted theoretical calculations are in good agreement with the corresponding experimental data on the differential cross-section of elastic scattering of the nucleons and deuterons on  ${}^6\text{Li}$ . The interaction potentials found are approximated in the standard Wood-Saxon form.

## ВВЕДЕНИЕ

Низкоэнергетические ядерные реакции, инициируемые нуклонами и дейтронами на ядре  ${}^6\text{Li}$ , имеют очень большое как теоретическое, так и практическое значение. С теоретической точки зрения существенно, что ядро  ${}^6\text{Li}$  имеет ярко выраженную кластерную структуру, аномально малую энергию связи (по  $\alpha\text{d}$ -каналу) и небольшую плотность возбужденных состояний вплоть до энергий возбуждения 16 МэВ, что означает неприменимость стандартных правил выбора параметров оптических потенциалов для взаимодействия нуклонов и дейтронов с этим ядром.

С практической стороны, реакции нуклонов и дейтронов с  ${}^6\text{Li}$  представляют огромную важность для разнообразных приложений, в частности, для астрофизики и проблемы управляемого термоядерного (т/я) синтеза. Например, низкоэнергетическая реакция  ${}^6\text{Li}(n, T){}^4\text{He}$

служит основой работы литиевого blankets т/я реакторов [1], а реакции  ${}^6\text{Li}(D,n){}^7\text{Be}$ ,  ${}^6\text{Li}(D,n){}^7\text{Be}^*$ ,  ${}^6\text{Li}(D,p){}^7\text{Li}^*$  и  ${}^6\text{Li}(D,p){}^7\text{Li}$  весьма удобны для ядерно-физической диагностики горячей плазмы [2]. Кроме того,  ${}^6\text{Li}$  - важный компонент конструктивных элементов т/я реактора, и нахождение сечений различных низкоэнергетических реакций с этим ядром является целью множества экспериментальных исследований (см., например, [3]). Поэтому нахождение надежного оптического потенциала взаимодействия нуклонов и дейтронов с легкими ядрами, и, в частности с  ${}^6\text{Li}$ , имеет большое значение.

Настоящая работа посвящена расчету оптических потенциалов взаимодействия нуклонов и дейтронов с ядром  ${}^6\text{Li}$  на основе модели свертки. При этом в качестве волновых функций  ${}^6\text{Li}$  выбирались функции, найденные и исследованные нами в серии работ [4-9], где была развита и проверена во многих процессах новая версия мультикластерной модели легких ядер.

#### РАСЧЕТ ПОТЕНЦИАЛОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМАХ

$$d+{}^6\text{Li}, N+{}^6\text{Li} (N=n,p)$$

Обратимся теперь непосредственно к расчету действительной части прямого ядерного потенциала  $d+{}^6\text{Li}$  взаимодействия. Оптический потенциал взаимодействия в системе  $d+{}^6\text{Li}$  определялся через сумму тех же  $NN$ - и  $N\alpha$ -взаимодействий, которые были использованы для расчетов ядра  ${}^6\text{Li}$ . Сумма была взвешена по внутренним волновым функциям реагирующих ядер  $\psi_{6\text{Li}}^{1M_{Li}}$  и  $\psi_d^{1M_d}$ , т.е. весь расчет выполняется самосогласованным образом без введения свободных параметров.

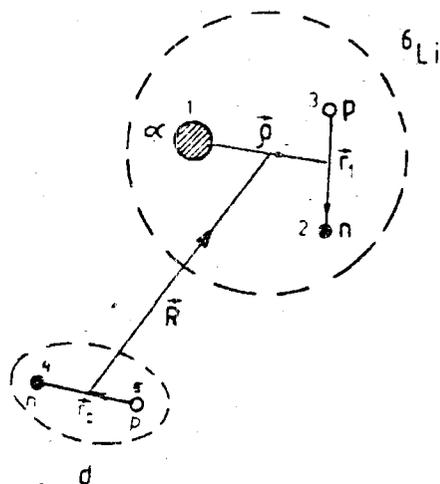


Рис. 1. Выбор внутренних координат ядер  $d$  и  ${}^6\text{Li}$

Итак, рассматривая  ${}^6\text{Li}$  на основе трехчастичной модели  $\alpha+n+p$ , а дейтрон состоящим из нуклонов  $n+p$  (см. рис. 1) и используя модель свертки для вычисления вещественной части оптического потенциала  $d+{}^6\text{Li}$ , находим:

$$V_{d\text{Li}}^{6\text{Li}}(R) = \langle \psi_{6\text{Li}}^{1M_{\text{Li}}}(r_1, \rho) \varphi_d^{1M_d}(r_2) \left| V_{d\text{Li}}^{6\text{Li}}(r_1, r_2, \rho, R) \right| \psi_{6\text{Li}}^{1M_{\text{Li}}}(r_1, \rho) \varphi_d^{1M_d}(r_2) \rangle, \quad (1)$$

где  $r_1, r_2, \rho$  - набор внутренних координат ядер  $d$  и  ${}^6\text{Li}$ , а  $R$  - радиус-вектор, соединяющий центры масс дейтрона и ядра  ${}^6\text{Li}$ .

Затем полученный потенциал взаимодействия усредним по возможным спиновым ориентациям, что означает взаимодействие между неполяризованными ядрами:

$$\bar{V}_{d\text{Li}}^{6\text{Li}}(R) = \frac{1}{9} \sum_{M_{\text{Li}} M_d} V_{d\text{Li}}^{6\text{Li}}(R). \quad (2)$$

Поясним, что в формуле (1)

$$V_{d\text{Li}}^{6\text{Li}}(r_1, r_2, \rho, R) = V_{15} + V_{14} + V_{35} + V_{34} + V_{24} + V_{25}, \quad (3)$$

где  $V_{ij}$  суть потенциал ядерного взаимодействия между частицами  $i$  и  $j$ , зависящий от их взаимного расстояния  $r_{ij}$ .

В качестве внутренних волновых функций дейтрона  $\varphi_d^{1M_d}$  и  ${}^6\text{Li}$   $\psi_{6\text{Li}}^{1M_{\text{Li}}}$  были использованы "точные" волновые функции, отвечающие данным потенциалам  $NN$ - и  $N\alpha$ -взаимодействия, найденные в работах [4,5] на основе разложений по гауссову базису. Они имеют вид:

$$\psi_{6\text{Li}}^{1M_{\text{Li}}}(r_1, \rho) = \Phi_{6\text{Li}}^{1M_{\text{Li}}}(r_1, \rho) \chi^{1M_{\text{Li}}}(2, 3) \quad (4)$$

$$\varphi_d^{1M_d}(r_2) = \Phi_d^{1M_d}(r_2) \chi^{1M_d}(4, 5),$$

где орбитальные части волновых функций разлагаются по гауссову базису:

$$\Phi_{6\text{Li}}^{1M_{\text{Li}}}(r_1, \rho) = \frac{1}{4\pi} \sum_i C_i \cdot \exp \left\{ -a_1 r_1^2 - b_1 \rho^2 \right\} \quad (5)$$

$$\Phi_d^{1M_d}(r_2) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_m D_m \cdot \exp \left\{ -d_m r_2^2 \right\}.$$

В приведенных выражениях  $(C_i, D_m)$  - линейные и  $(a_i, b_i, d_m)$  - нелинейные параметры волновых функций, а  $\chi(i, j)$  - спиновая волновая функция пары нуклонов  $(i, j)$ , причем функции (4)-(5) являются основными S-орбитальными компонентами, соответствующими нулевым орбитальным моментам, сопряженным внутренним координатам ядер  $(r_1, r_2, \rho)$ .

Надежность используемых здесь волновых функций (4)-(5) продемонстрирована в ряде работ [5-8]. В частности, было показано, что трехчастичная модель  ${}^6\text{Li}$  без единого подгоночного параметра позволяет дать высококачественное описание структуры  ${}^6\text{Li}$  и многих процессов с участием этого ядра. При этом степень согласия с экспериментом для большинства исследованных величин даже лучше, чем дают феноменологические модели с подгоночными параметрами.

Так, волновая функция основного состояния  ${}^6\text{Li}$   $\psi_{6\text{Li}}^{1M}$  дает одновременно хорошее описание следующих характеристик:

1. Энергия связи  $E_{\text{gr.st.}}$  (и энергия отделения дейтрона), среднеквадратичный зарядовый радиус  $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle^{1/2}$ , спектроскопический фактор  $\alpha d$ -канала  $P_{\alpha d}$  и асимптотическая константа  $\alpha d$ -канала  $C$ .
2. Электромагнитная структура  ${}^6\text{Li}$ , т.е. электромагнитные форм-факторы.
3. Сечения реакций квазиупругого рассеяния  $(\alpha, 2\alpha)$ ,  $(p, pd)$  и  $(p, p\alpha)$  в рамках импульсного приближения с плоскими волнами.
4. Сечения дифракционного рассеяния протонов высокой энергии в рамках подхода Глаубера-Ситенко.

В качестве  $N\alpha$ -взаимодействия был выбран потенциал Сака-Биденхарна-Брейта (SBB) [10], а в качестве  $NN$ -сил испытано два взаимодействия - потенциалы Афан-Тана S1 [11] и Мальфлиетона MTIV [12].

Обратимся теперь к результатам. Рассчитанный потенциал  $\bar{V}_{d\text{Li}}(R)$  (2) представлен на рис. 2 сплошной линией. Для сравнения на том же рисунке изображен принятый в литературе оптический потенциал, предложенный Сачлером и др. [13] и использованный [14] при исследовании реакции  $d+{}^6\text{Li}$  в рамках DWBA-процедуры (пунктирная кривая). Из рисунка видно, что потенциал (2) существенно шире оптического потенциала, предложенного Сачлером с сотрудниками.

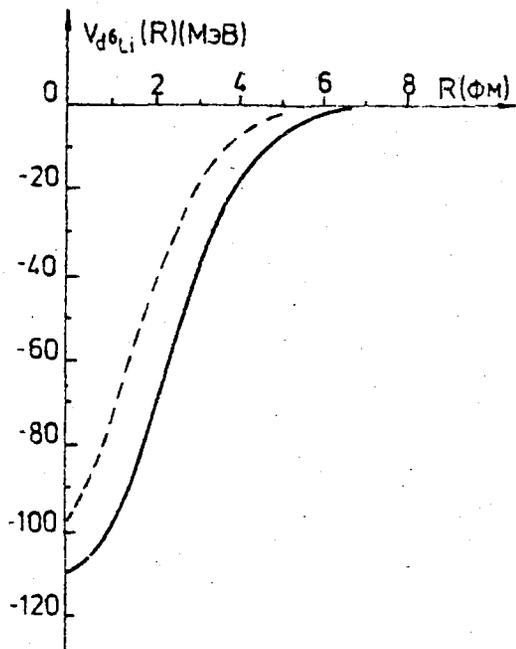


Рис. 2. Действительная часть прямого ядерного потенциала взаимодействия  $d+{}^6\text{Li}$ :  
 ———— - результат настоящей работы,  
 - - - - - оптический потенциал, предложенный Сачлером и др. [13]

Этого и следовало ожидать, поскольку и дейтрон и ядро  ${}^6\text{Li}$  являются весьма рыхлыми системами, и общие правила нахождения параметров оптического потенциала, использованные в [13], типа  $R=r_{01}A_1^{1/3}+r_{02}A_2^{1/3}$  и аналогичные им, здесь едва ли применимы. Найденный нами потенциал в целом можно аппроксимировать потенциалом вудс-саксоновской формы с параметрами:

$$\bar{V}_{d\text{Li}}(R) = - \frac{120,74}{\left\{1 + e^{(R-2,26)/0,91}\right\}^{0,906}} \text{ (МэВ)}, \quad (6)$$

где расстояние  $R$  выражается в фм. В то же время периферическая часть ядерного потенциала  $V_{d\text{Li}}(R)$  очень хорошо воспроизводится функцией

$$\bar{V}_{d\text{Li}}(R) = - \frac{120,74}{1 + e^{(R-2,785)/0,833}} \text{ (МэВ)} \quad (7)$$

при  $R=7,1 \div 10$  фм. Поскольку самосогласованная модель свертки, использованная нами, не полностью учитывает вклад обменных эффектов, существенный во внутренней области, модель (1) должна давать надежные предсказания в периферической области, которая и представляет наибольший интерес для наших целей и которая важна для оценки высоты и формы кулоновского барьера. Для проверки

надежности полученного нами потенциала  $d+{}^6\text{Li}$  взаимодействия в периферической области было выполнено исследование упругого рассеяния нейтронов на  ${}^6\text{Li}$  в передней полусфере на основе оптической модели, т.е. с добавлением к рассчитанному здесь вещественному потенциалу соответствующей мнимой части, учитывающей поглощение и развал системы. Результаты расчета при  $E_{\text{ц.м.}}=9$  МэВ в сравнении с экспериментальными данными, взятыми из работы [15], представлены на рис.3. Пунктирная кривая отвечает использованию мнимой части оптического потенциала в виде:

$$W(R) = -W_I \left\{ \frac{1}{1 + \exp[(R-R_I)/a_I]} + \frac{4 \exp[(R-R_I)/a_I]}{(1 + \exp[(R-R_I)/a_I])^2} \right\} \quad (8)$$

с параметрами, найденными в работе Тана [16]:  $R_I=4,0$  фм;  $a_I=0,6$  фм;  $W_I=2,2$  МэВ.

Сплошная линия на рисунке дает результаты расчета с подгонкой  $R_I$ ,  $a_I$ ,  $W_I$  по  $\chi^2$  и незначительным изменением глубины действительного потенциала (2). Таким образом, можно заключить, что рассчитанный потенциал  $\bar{V}_{d+{}^6\text{Li}}(R)$  (2) позволяет удовлетворительно описать упругое  $d+{}^6\text{Li}$ -рассеяние в передней полусфере при  $\theta_{\text{ц.м.}} < 60^\circ$ . Следовательно, потенциал  $\bar{V}_{d+{}^6\text{Li}}(R)$  правильно воспроизводит периферическую часть потенциала взаимодействия в системе, важную для расчетов многих типов прямых

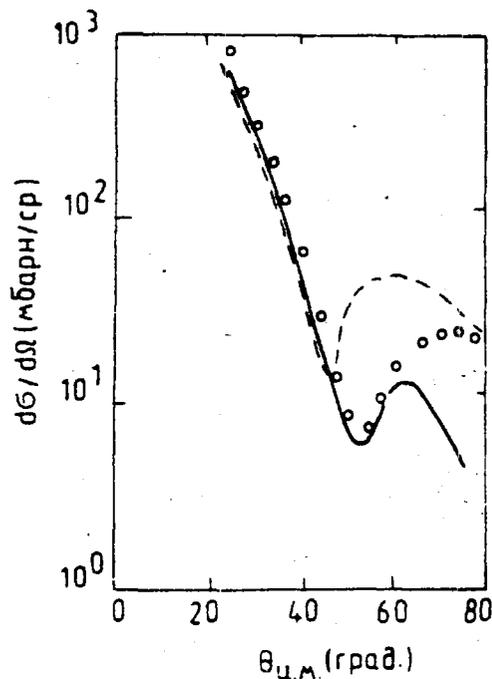
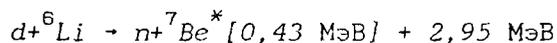


Рис.3. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на  ${}^6\text{Li}$  при  $E_{\text{ц.м.}}=9$  МэВ:

oo - экспериментальные данные;  
 ----- - расчет без подгонки мнимой части  $W(R)$  потенциала  $d+{}^6\text{Li}$  взаимодействия, ——— - расчет с подгонкой  $\chi^2$  мнимой части  $W(R)$

ядерных реакций в системе  $d+{}^6\text{Li}$  в рамках метода искаженных волн, а также для оценки высоты кулоновского барьера. Расхождение же с экспериментом в области больших углов скорее всего связано с вкладом обменных процессов и процессов с виртуальными возбуждениями частиц.

Найденный потенциал  $\bar{V}_{d\text{Li}}^6(R)$  теперь можно использовать для построения точной формы кулоновского барьера в этой системе. Рис. 4 показывает найденный нами кулоновский барьер. Видно, что высота кулоновского барьера равна  $\approx 400$  кэВ и существенно меньше стандартно используемой величины  $0,28 Z Z_{\text{Li}}$  [17], равной  $\approx 800$  кэВ. Благодаря этому проникаемость барьера уже при энергии дейтронов  $E_d=100$  кэВ увеличивается в сравнении со стандартными оценками примерно в три раза. Интересно отметить в этой связи, что последнее измерение сечений реакции



показало [18], что ее низкоэнергетическое сечение, найденное в [19] путем экстраполяции экспериментальных данных, и соответственно скорость реакции  $\langle\sigma v\rangle$ , приводимая в стандартных таблицах [20], были занижены значительно. Подробное изучение вопроса о низкоэнергетических сечениях реакции  $d+{}^6\text{Li}$  с привлечением найденного потенциала  $\bar{V}_{d\text{Li}}^6(R)$  можно найти в работах [21,22].

Теперь обратимся к расчету потенциала взаимодействия в системе  $N+{}^6\text{Li}$  на основе той же модели ( $N=n,p$ ). Выбор координат показан на рис. 5. Аналогично (1) имеем:

$$V_{N\text{Li}}^6(R) = \langle \psi_{6\text{Li}}^{1M}(r_1, \rho) \chi_{1/2M_N}(4) \left| V_{N\text{Li}}^6(r_1, \rho, R) \right| \psi_{6\text{Li}}^{1M}(r_1, \rho) \chi_{1/2M_N}(4) \rangle, \quad (9)$$

где в отличие от (1)  $R$  - вектор, соединяющий нуклон 4 с центром масс  ${}^6\text{Li}$ , а  $\chi_{1/2M_N}(4)$  - спиновая волновая функция нуклона 4.

Причем,

$$V_{N\text{Li}}^6(r_1, \rho, R) = V_{14} + V_{24} + V_{34}, \quad (10)$$

где  $V_{ij}$  - потенциал ядерного взаимодействия между частицами  $i$  и  $j$ .

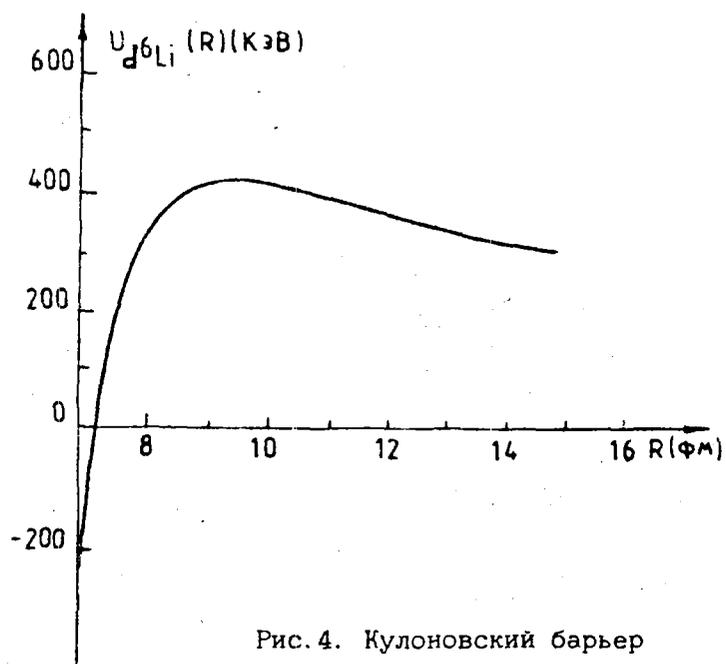


Рис. 4. Кулоновский барьер  
в системе  $d+{}^6\text{Li}$

$$U_{d^6\text{Li}}(R) = \bar{V}_{d^6\text{Li}}(R) + V_{d^6\text{Li}}^{\text{Кулон}}(R)$$

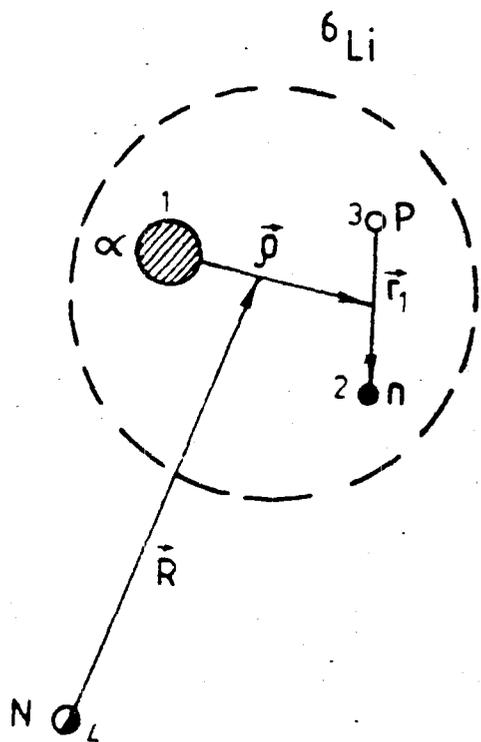


Рис. 5. Выбор координат для  
 $N+{}^6\text{Li}$ -системы

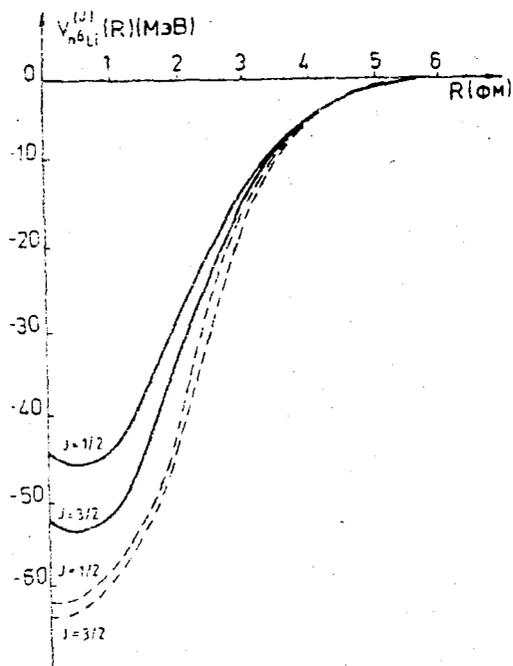


Рис.6. Действительная часть ядерного потенциала взаимодействия в системе  $n+{}^6\text{Li}$ , находящейся в дублетном ( $J=1/2$ ) и квартетном ( $J=3/2$ ) спиновых состояниях:  
 ———— - результат настоящей работы,  
 - - - - потенциал Баркера [23]

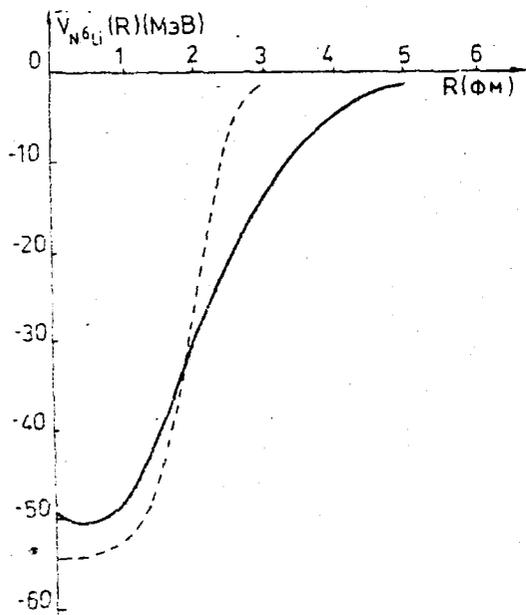


Рис.7. Действительная часть ядерного потенциала  $N+{}^6\text{Li}$  взаимодействия:  
 ———— - результат настоящей работы,  
 - - - - оптический потенциал [24]

В качестве волновой функции  ${}^6\text{Li}$  была взята та же функция (4)-(5), что и для  $d+{}^6\text{Li}$ -случая. Потенциалы для дуплетного ( $J=1/2$ )  $V_{N\text{Li}}^{(1/2)}(R)$  иквартетного ( $J=3/2$ )  $V_{N\text{Li}}^{(3/2)}(R)$  спиновых состояний  $n+{}^6\text{Li}$ -системы представлены на рис.6 сплошными линиями. Пунктирными линиями изображены потенциалы, определенные Баркером путем подгонки под  ${}^6\text{Li}(n,n)$  экспериментальные данные [23]. Из рисунка видно, что несмотря на некоторое различие во внутренней области, рассчитанные нами потенциалы хорошо согласуются с результатами подгонки на основе феноменологической модели в периферической области, важной для оценки высоты кулоновского барьера в системе  $p+{}^6\text{Li}$ .

Отличие же потенциала (так называемой фолдинг-модели), найденного нами, от феноменологического оптического потенциала [23] во внутренней ( $R < 3,4$  фм) области объясняется вкладом обменных процессов, учет которых почти всегда приводит к некоторому углублению потенциальной ямы без заметного изменения ее формы. Для компенсации этого недостатка в современных моделях свертки, используемых для описания рассеяния тяжелых ионов, применяются эффективные  $NN$ -силы. Однако это различие практически малозначительно, т.к. при низких, подбарьерных, энергиях (которые нас, в основном, и интересуют) важна лишь периферическая часть взаимодействия, а при средних энергиях мнимая часть потенциала приводит к практически полной экранировке внутренней области. Вместе с тем, хвост ядерного потенциала, определяющий форму запирающего барьера, определяется в нашем подходе более надежно, нежели в обычном феноменологическом подходе [23,24].

В частности, на рис.7 найденный усредненный ядерный потенциал  $\bar{V}_{N\text{Li}}(R)$  сравнивается с оптическим потенциалом, подогнанным под упругое рассеяние  ${}^6\text{Li}(p,p)$  при  $E_{\text{ц.м.}} = 25,6$  МэВ [24]. Как и в случае  $d+{}^6\text{Li}$ -системы (см. выше), потенциал, найденный нами, оказывается шире оптического потенциала [24]. Этот факт является следствием того, что ядро  ${}^6\text{Li}$  является рыхлой системой, а внутренняя структура  ${}^6\text{Li}$  прямо учитывалась в проведенных расчетах путем использования надежной трехчастичной волновой функции  $\psi_{N\text{Li}}^{1M}(r_1, \rho)$  (4), имеющей правильную асимптотику. Кулоновский барьер в системе  $p+{}^6\text{Li}$ , соответствующий ядерному потенциалу  $\bar{V}_{N\text{Li}}(R)$ , изображен на

рис.8. На рис.9 приведены потенциалы  $n+{}^6\text{Li}$  взаимодействия  $V_{N\text{Li}}^{\uparrow\uparrow}(R)$  и  $V_{N\text{Li}}^{\downarrow\uparrow}(R)$  соответственно для "параллельно" и "антипараллельно" ориентированных спинов  $n$  и  ${}^6\text{Li}$ . Очевидно, что различие этих взаимодействий связано исключительно с различием синглетных и триплетных нуклон-нуклонных сил. Потенциалы взаимодействия  $N+{}^6\text{Li}$  в случае определенной ориентации спина одного ядра ( $N$  или  ${}^6\text{Li}$ ) полностью совпадают с усредненным потенциалом  $\bar{V}_{N\text{Li}}(R)$ .

Качество найденного потенциала  $\bar{V}_{N\text{Li}}(R)$  продемонстрировано на рис.10 и 11, где представлены результаты описания упругого рассеяния нейтронов и протонов на  ${}^6\text{Li}$  (при  $E_{\text{ц.м.}}=12$  и  $22,2$  МэВ соответственно) в сравнении с экспериментальными данными, взятыми из [25,26]. Эти результаты получены в рамках оптической модели с использованием действительного потенциала  $\bar{V}_{N\text{Li}}(R)$  и подгонкой по  $\chi^2$  мнимой части  $W_{N\text{Li}}(R)$  потенциала  $N+{}^6\text{Li}$  взаимодействия вида (8). Как и в случае  $d+{}^6\text{Li}$ -системы, найденный нами потенциал  $\bar{V}_{N\text{Li}}(R)$  позволяет получить удовлетворительное описание упругого рассеяния  $N+{}^6\text{Li}$  в передней полусфере (при  $\theta_{\text{ц.м.}} < 70^\circ$ ). Это означает, что потенциал  $\bar{V}_{N\text{Li}}(R)$  правильно воспроизводит периферическую часть истинного взаимодействия в системе. Причина расхождения с экспериментом в области больших углов для  $N+{}^6\text{Li}$ -системы аналогична системе  $d+{}^6\text{Li}$  (см. выше).

Приведем ниже аналитическую формулу, представляющую собой удовлетворительную аппроксимацию рассчитанных нами ядерных потенциалов  $N+{}^6\text{Li}$  формулой Вудса-Саксона:

$$V_{N\text{Li}}(R) = - \frac{V_0}{1 + e^{(R-R_0)/a}} \quad (11)$$

с параметрами:

для  $V_{N\text{Li}}^{(1/2)}(R)$ :  $V_0 = 47,29$  МэВ,  $R_0 = 2,287$  фм,  $a = 0,734$  фм;

для  $V_{N\text{Li}}^{(3/2)}(R)$ :  $V_0 = 55,01$  МэВ,  $R_0 = 2,233$  фм,  $a = 0,721$  фм;

для  $\bar{V}_{N\text{Li}}(R)$ :  $V_0 = 52,49$  МэВ,  $R_0 = 2,247$  фм,  $a = 0,725$  фм.

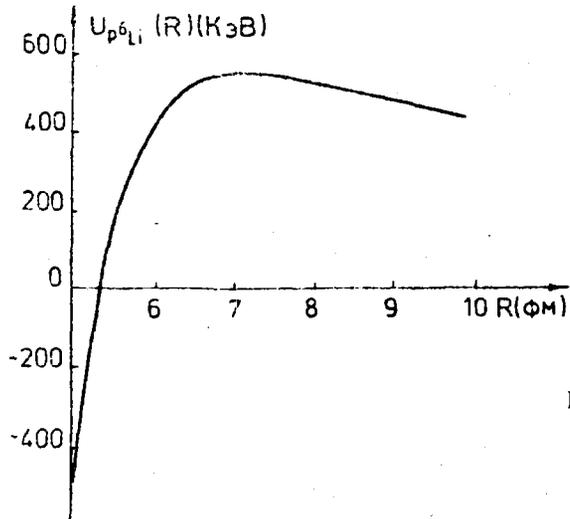


Рис. 8. Кулоновский барьер в системе  $p+{}^6\text{Li}$ .

$$U_{p^6\text{Li}}(R) = \bar{V}_{p^6\text{Li}}(R) + V_{p^6\text{Li}}^{\text{кулон}}(R)$$

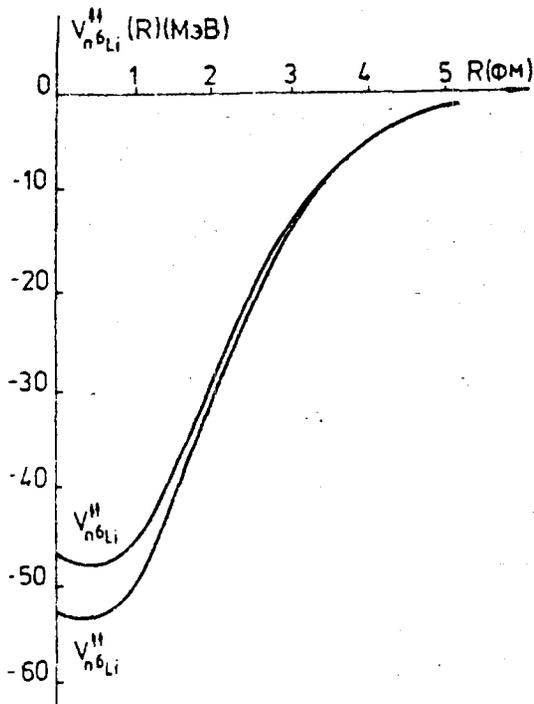


Рис. 9. Потенциалы взаимодействий в системе "параллельно" и "антипараллельно" ориентированных спинов  $n$  и  ${}^6\text{Li}$

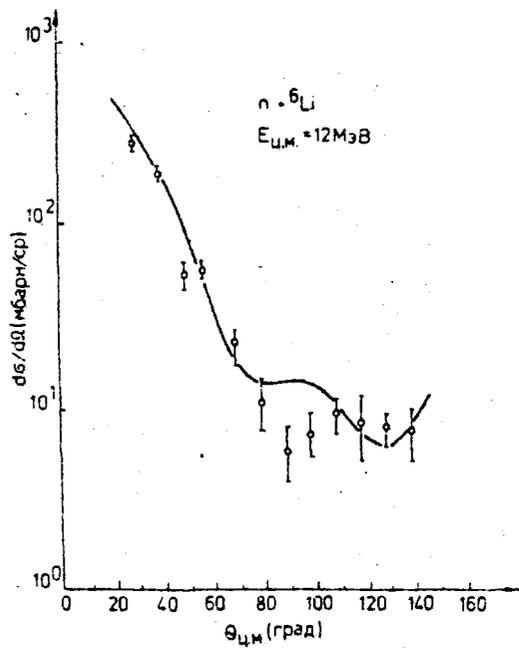


Рис. 10. Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов на  ${}^6\text{Li}$  при  $E_{\text{ц.м.}} = 12 \text{ МэВ}$ :  
 $\circ$  - экспериментальные данные [25],  
 — - расчет

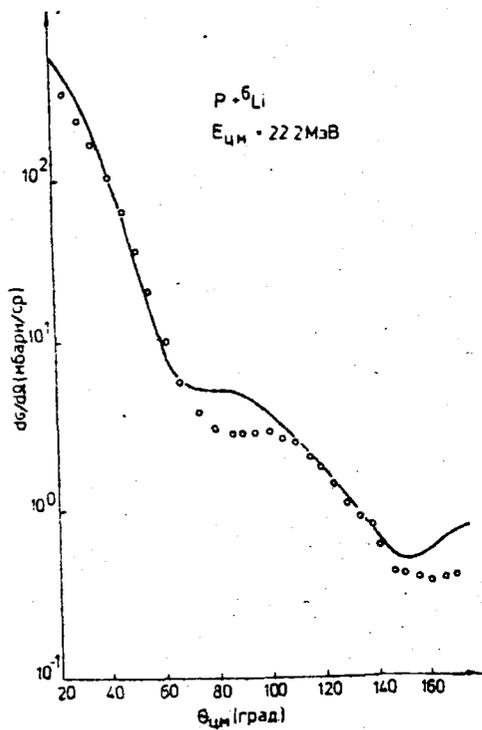


Рис. 11. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на  ${}^6\text{Li}$  при  $E_{\text{ц.м.}} = 22,2 \text{ МэВ}$ :  
 $\circ$  - экспериментальные данные [26],  
 — - расчет

Заметим, что найденные потенциалы  $N+{}^6\text{Li}$ ,  $d+{}^6\text{Li}$  допускают хорошее описание экспериментальных данных (по упругому рассеянию в передней полусфере) для различных энергий  $E$  путем подгонки лишь мнимой части  $W(R)$ . Тем самым, представленные в работе периферические части взаимодействий являются энергетически инвариантными. Обычно обсуждаемая в литературе энергетическая зависимость оптического потенциала связана с его нелокальностью, т.е. с обменными процессами, существенными во внутренней области ядра. В этом смысле найденные нами потенциалы для описания, главным образом, периферической части взаимодействия и должны быть независимыми от энергии.

В заключение отметим, что более подробное изложение расчета оптических потенциалов  $N+{}^6\text{Li}$ ,  $d+{}^6\text{Li}$  взаимодействий приведено в [27].

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на основе модели свертки и микроскопически найденных ранее волновых функций  ${}^6\text{Li}$  проведен расчет ядерных потенциалов взаимодействия в системах  $d+{}^6\text{Li}$  и  $N+{}^6\text{Li}$  ( $N=n, p$ ). При этом получены действительные потенциалы взаимодействий как для неориентированных, так и для ориентированных спинов ядер. Использование надежных внутренних волновых функций  ${}^6\text{Li}$  и  $d$  позволило учесть в расчетах рыхлую внутреннюю структуру реагирующих ядер. Это, в конечном итоге, привело к большей, по сравнению со стандартными оптическими потенциалами, ширине рассчитанных ядерных взаимодействий, что сказалось на высоте кулоновского барьера в системе. Рассчитанные потенциалы взаимодействия позволили провести удовлетворительное описание упругого рассеяния  ${}^6\text{Li}(d, d)$  и  ${}^6\text{Li}(N, N)$  в передней полусфере. Следовательно, найденные потенциалы правильно воспроизводят периферическую часть истинного взаимодействия в системе, влияющую на оценку высоты и формы кулоновского барьера. Поэтому полученные в работе кулоновские барьеры в системах  ${}^6\text{Li}+d$  и  ${}^6\text{Li}+p$ , важные для изучения низкоэнергетических реакций, и связанных с этим некоторых прикладных вопросов физики термоядерного синтеза, представляются вполне надежными.

## Список литературы

1. Хеглер М., Кристиансен М. Введение в управляемый термоядерный синтез/Пер. с англ. под ред. В.В.Коробкина. М.:Мир, 1980.
2. Кукулин В.И. //38-я конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Баку, 1988/Л.:Наука,1988. С.396.
3. Hopkins J.C., Drake D.M., Conde H.//Nucl.Phys. 1968. V.A107. P.139.  
Cookson J.A., Dandy D., Hopkins J.C. //Nucl.Phys. 1968. V.A91. P.273.  
Higuchi S.-I. et al. //Nucl. Phys. 1982. V.A384.P.51.  
Lin Ch. et al. //Nucl. Phys. 1977. V.A275. P.93.
4. Voronchev V.T., Krasnopol'sky V.M., Kukul'in V.I. //J. Phys. G, Nucl. Phys. 1982. V.8. PP. 649, 667.
5. Kukul'in V.I. et al. //Nucl.Phys. 1984. V.A417. P.128.
6. Ворончев В.Т. и др. Структура и электромагнитные свойства ядер с  $A=6$ , рассчитанные на основе трехчастичной  $\alpha+n+p$  -модели: Препринт ИЯИ АН СССР П-0472. М.,1986.
7. Ворончев В.Т. и др. Электромагнитные характеристики состояний ядра в динамической  $\alpha+n+p$ -модели. Результаты расчетов и сравнение с экспериментом: Препринт ИЯИ АН СССР П-0488. М.,1986.
9. Кукулин В.И., Эрамбян П.А. Малочастичные и кварк-адронные системы. Д4-87-692. Дубна: ОИЯИ,1987. С.97.
10. Sack S., Biedenharn L.C., Breit G. //Phys.Rev. 1954. V.93. P.321.
11. Afnan I.R., Tang Y.C. //Phys.Rev. 1968. V.175. P.1337.
12. Malfliet R.A., Tjon J.A. //Nucl.Phys. 1969. V.A127. P.161.
13. Satchler G.R. //Nucl.Phys. 1966. V.85. P.273.

14. Elwyn A.J., Monahan J.E. //Phys.Rev. 1979. V.C19. P.2114.
15. Bingham H.F. et al. //Nucl.Phys. 1971. V.A173. P.265.
16. LeMere M., Tang Y.C. //Nucl.Phys. 1980. V.A339. P.43.
17. Clark R.G. et al. //Phys.Rev. 1978. V.C18. P.1127.
18. Cecil F.E., Fahlsing R.F., Nelson R.A. //Nucl.Phys. 1982. V.A376. P.379.
19. Monahan J.E., Elwyn A.J., Serduke F.J.D. //Nucl.Phys. 1976. V.A269. P.61.
20. Elwyn A.J., Monahan J.E., Serduke F.J.D. //Nucl.Sci.Eng. 1977. V.63. P.343.
21. Kukuljin V.I. et al. //J. Phys. G; Nucl. Phys. 1984. V.10. P.L213.
22. Kamal M. et al. //Proc.Math.Phys.Soc./Egypt, 1988.
23. Barker F.C. //Australian J.Phys. 1980. V.33. P.177;  
Preprint Research Sci.Phys.Sci.Austr.Nat.Univ., 1979.
24. Bray K.H. et al. //Nucl.Phys. 1972. V.A189. P.35.
25. Abbondanno U. et al. //Nuovo Cimento. 1970. V.66A. P.139.
26. Stubeda D.J., Fujiwara Y., Tang Y.C. //Phys.Rev. 1982. V.C26. P.2410.
27. Камаль М. и др. Самосогласованный расчет потенциалов взаимодействия нуклонов и дейтронов с ядром  ${}^6\text{Li}$  :Препринт ОИЯИ Р4-88-799. Дубна, 1988.

Статья поступила в редакцию 12.06.89 г.

СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СФЕРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ  
ДЛЯ НЕЙТРОНОВ, РАССЕЯННЫХ ЯДРАМИ СВИНЦА И УРАНА

Г. В. Аникин, И. И. Котухов

COMPARISON OF PARAMETERS OF OPTICAL SPHERICAL POTENTIAL FOR THE NEUTRONS SCATTERED BY THE NUCLEI OF LEAD AND URANIUM. In the framework of the optical model considering the long-range action, the neutron potential parameters of two nuclei have been adjusted for the description of scattering cross-sections at the angles of  $1.5^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$  and total cross-sections  $\sigma_T$  for the energy values of  $0.07 \leq E_n \leq 15$  MeV. The fine structure of potential parameters energy dependence appears to be quite similar for lead and uranium. The cross-sections  $\sigma(\theta)$  at  $\theta > 90^\circ$  for some energy values  $E_n$  are described much better, if we use a real well of a smaller depth in the centre of the nucleus, the potential being in the form of a "bottle bottom".

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] осуществлена подгонка параметров оптического потенциала усложненной формы для описания широкого круга экспериментальных данных по упругому рассеянию нейтронов, включая поляризацию, сечения малоуглового рассеяния и полные сечения взаимодействия, для ядер свинца в диапазоне энергий нейтронов от 0,00025 до 15 МэВ.

Было показано, что совместное описание столь обширного экспериментального материала достигается легче при введении дальнедействующей добавки типа  $const/r^4$  в оптический потенциал. Дальнедействие могло бы иметь электромагнитную природу, в частности, быть обусловленным электрической поляризуемостью нейтрона, если бы последняя имела порядок величины  $\approx (1-2) \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ .

Для уверенного суждения именно о такой природе дальнего действия необходимо выполнить аналогичное исследование оптического потенциала для других ядер, поскольку амплитуда поляризационного рассеяния нейтрона должна удовлетворять, например, квадратичной зависимости от заряда ядра-мишени.

В настоящей работе приводятся результаты подобного исследования для ядер урана. Имеющийся экспериментальный материал по малоугловому рассеянию нейтронов этим элементом представлен различными авторами как в форме зависимости сечений от угла для отдельных энергий нейтрона (см. обзор [2]), так и в форме энергетической зависимости дифференциального сечения при одном угле рассеяния [3,4]. Имеются также обширные данные по полным сечениям взаимодействия, сечениям рассеяния на большие углы и поляризации рассеянных нейтронов.

#### ФОРМ-ФАКТОРЫ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

В настоящей работе, как и в работе [1], использован усложненный ядерно-оптический потенциал. Его форм-факторы имеют общепринятый вид, но количество их удвоено.

$$-U(r) = \sum_{t=1}^2 \left[ (1+i\kappa) \cdot V_t \cdot f_t(r) + iW_{St} g_t(r) + V_{St} \cdot h_t(r) \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \right]. \quad (1)$$

Здесь  $f_t(r) = 1 / \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R_t}{a_t}\right) \right]$  - форм-фактор Саксона-Вудса,

$g_t(r) = 4 \exp\left(\frac{r-R_{wt}}{b_t}\right) / \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R_{wt}}{b_t}\right) \right]^2$  - форм-фактор мнимой части "в виде производной", называемой обычно "поверхностным поглощением". Объемное поглощение представлено как доля  $\kappa$  от реальной части потенциала:

$$h_t(r) = \left( \frac{\hbar}{m \cdot c} \right)^2 \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{a_{St}} \cdot \exp\left(\frac{r-R_{St}}{a_{St}}\right) / \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R_{St}}{a_{St}}\right) \right]^2 -$$

спин-орбитальный форм-фактор Томаса-Ферми.

Подобное усложнение потенциала может быть оправдано, например, представлением о различных распределениях плотности протонов и нейтронов в ядре, суперпозиция которых и определяет суммарный потенциал взаимодействия между ядром и налетающим нейтроном. Более сложной радиальная зависимость потенциала становится при этом лишь в периферийной области ядра.

К реальной части потенциала добавлено дальное действие в форме, которая могла быть обусловлена электрической поляризуемостью нейтрона [1]:

$$-U_{\text{пол}}(r) = \begin{cases} 1/2 \cdot \alpha \cdot Z^2 \cdot e^2 \cdot \frac{1}{r^4} & r > R \\ 1/2 \cdot \alpha \cdot Z^2 \cdot e^2 \cdot \frac{1}{R^4} \left( 3 - \frac{2r^2}{R^2} \right) & r \leq R. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь величина  $R$  означает радиус равномерно заряженной сферы, принимаемый нами равным параметру  $R_1$  одного из форм-факторов реальной части.

#### МАССИВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ПРОЦЕДУРА ПОДГОНКИ ПАРАМЕТРОВ

На первом этапе в интервале  $0,075 \div 14,1$  МэВ было выбрано 20 энергий нейтрона с таким расчетом, чтобы достаточно подробно описать энергетическую зависимость полного сечения взаимодействия  $\sigma_T$  усредненную нами с учетом данных трех авторов [5,6,7], зависимость от энергии сечения рассеяния на угол  $3^\circ$  [3] и угол  $1,5^\circ$  [4], кроме того, требовалось описать форму угловых распределений нейтронов, упруго рассеянных на углы  $20^\circ - 150^\circ$ , взятых из атласа [8] и работ [9-16], а также малоугловых распределений из работ [17-22], где диапазон углов заключен примерно между  $3^\circ$  и  $20^\circ$ .

Сечения рассеяния для нейтронов со средними энергиями  $\bar{E}_n = 1,33$  МэВ и  $\bar{E}_n = 2,45$  МэВ [18] при углах  $2,5^\circ \leq \theta \leq 22^\circ$  измерены на реакторе, и расчетные сечения для сравнения с ними усреднялись по экспериментальным спектрам в шестигрупповом приближении. По этой причине 12 из 20 энергий нейтронов выбраны близкими к энергиям групп, по которым проводится усреднение. Энергии первичного набора приведены в первом столбце табл.1 без пометки звездочкой.

Используя указанный массив информации, включающий более трехсот экспериментальных значений сечений и поляризации, осуществлялся выбор единых "геометрических" параметров потенциала, таких как радиусы  $R_1, R_2$ , параметры диффузности  $a_1, a_2$  и т.д., при допущении для каждой энергии нейтрона отдельных наборов "динамических" параметров  $V_1, V_2, W_{S1}, W_{S2}$  и т.д.

Затем для дополнительного набора энергий, помеченных в табл. 1 звездочкой, найдены только динамические параметры при фиксированной геометрии. К единым относятся параметры спин-орбитального взаимодействия  $V_{S1}$  и  $V_{S2}$  и коэффициент поляризуемости  $\alpha$ .

Оптимизация параметров осуществлялась в рамках процедуры циклического их изменения. Если изменяется один из общих параметров, сечения вычисляются для всего набора энергий нейтрона, при вариации динамических параметров перевычисляются только сечения, относящиеся к данному  $E_n$ . Минимизировался квадратичный функционал типа  $\chi^2$ , включавший компоненты, относящиеся к различным типам данных, с соответствующими весовыми множителями. Это позволяло обеспечить преимущество в подгонке для того или иного вида экспериментальных сечений. Подробнее процедура подгонки параметров описана в работах [1] и [23].

#### ОПИСАНИЕ СЕЧЕНИЙ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ РАССЕЯНИЯ И ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

На первом этапе для ядер урана была выполнена процедура подгонки параметров, уже использованная в случае свинца [1]. В частности, упругое рассеяние с образованием составного ядра учитывалось по полуэмпирической формуле  $\sigma_{ce}(\theta) = (\sigma_c - \sigma_{ne})/4\pi$ , где  $\sigma_{ne}$  - сечение неупругих взаимодействий, оцененное по литературным данным.

Таким образом, были найдены единые геометрические параметры потенциала (Фм). У реальной части потенциала:  $R_1=7,30$ ;  $a_1=0,53$ ;  $R_2=7,88$ ;  $a_2=0,66$ . У мнимой части:  $R_{w1}=7,07$ ;  $b_1=0,54$ ;  $R_{w2}=8,24$ ;  $b_2=0,61$ . У спин-орбитальной части  $R_{S1}=6,33$ ;  $a_{S1}=0,23$ . Спин-орбитальный параметр  $V_{S1}=10,2$  МэВ. Коэффициент поляризуемости  $\alpha=1,6 \cdot 10^{-40}$  см<sup>3</sup>. Численные значения параметров оказались близкими к соответствующим величинам для свинца из работы [1].

Близкой оказалась и структура энергетической зависимости динамических параметров  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $W_{S1}$ ,  $W_{S2}$  и  $\kappa$ , найденная в дискретном приближении (для каждого  $E_n$  - свой набор динамических параметров). Правда, уровень мнимой части при  $E_n < 2$  МэВ заметно ниже свинца.

Таблица 1

Параметры потенциала для ядер  $U$

$E_n$ , МэВ	$V_1$ , МэВ	$V_2$ , МэВ	$W_{S1}$ , МэВ	$W_{S2}$ , МэВ	$\kappa \cdot 100$
0,075	24,22	26,55	2,20	3,10	2,65
* 0,157	25,00	23,94	3,70	4,60	2,80
* 0,307	23,80	23,15	4,0	5,20	3,80
* 0,357	23,30	22,85	2,80	3,60	2,80
* 0,50	21,90	22,30	4,20	4,20	3,60
* 0,52	22,50	22,60	3,80	4,10	3,60
* 0,55	22,40	22,50	4,80	5,50	4,10
0,60	22,56	21,48	5,74	4,40	4,51
0,70	21,95	19,40	5,54	5,28	3,13
0,84	22,01	21,68	5,72	3,60	2,52
1,20	24,55	20,04	5,78	2,60	5,20
1,34	22,01	19,56	1,78	1,99	2,10
1,50	21,80	22,97	3,20	2,40	4,63
1,60	22,12	26,11	5,14	0,90	4,72
1,70	19,50	22,32	5,71	0,10	0,75
1,90	20,22	24,25	3,75	2,90	2,31
2,30	20,82	22,97	2,14	5,60	0,11
2,50	19,05	23,97	1,27	4,80	0,05
2,80	15,29	24,57	3,89	6,91	0,05
3,0	20,80	24,68	2,17	0,38	0,34
3,1	21,22	24,19	2,67	0,10	0,16
3,4	19,92	23,43	5,77	1,98	0,09
4,0	21,86	23,46	3,46	0,02	0,43
5,5	19,40	23,99	0,62	2,46	0,65
7,0	19,10	25,23	6,50	6,18	3,99
* 9,0	22,40	19,20	7,10	3,65	3,35
14,1	17,55	21,38	6,71	0,14	0,99

Таблица 2

Параметры потенциала для ядер  $Pb$ 

$E_n$ , МэВ	$V_1$ , МэВ	$V_2$ , МэВ	$W_{s1}$ , МэВ	$W_{s2}$ , МэВ	$\kappa \cdot 100$
0,07	24,60	25,53	2,30	2,60	1,10
* 0,31	23,87	24,17	0,15	0,11	0,07
* 0,36	22,27	22,48	0,61	1,12	1,61
* 0,51	23,83	24,35	0,12	0,01	0,05
* 0,53	21,76	21,41	0,93	0,32	0,60
0,63	22,14	22,32	0,42	0,26	0,82
0,84	20,80	22,89	1,57	1,14	0,84
1,20	23,07	22,85	1,87	0,95	0,99
1,34	23,17	21,77	0,32	1,12	1,53
1,54	22,97	22,69	0,71	0,82	1,36
1,65	20,38	23,99	3,57	1,30	1,04
1,75	20,42	23,69	2,31	1,54	0,88
1,80	19,94	24,29	2,70	0,13	0,82
2,20	21,64	25,50	0,15	0,69	0,12
2,50	19,63	23,79	3,91	1,65	2,64
2,80	18,95	24,76	6,09	0,66	0,01
2,90	18,38	24,77	6,09	1,52	0,01
3,20	20,66	25,40	5,80	0,11	0,91
3,40	21,38	23,83	5,99	0,01	0,11
4,00	22,80	22,95	4,50	0,05	1,12
5,50	19,44	25,45	1,17	3,50	0,34
7,00	20,16	23,65	6,00	2,30	0,77
* 9,00	22,26	20,48	2,53	3,57	0,17
11,00	20,43	21,34	5,16	2,20	0,56
14,00	19,72	21,13	7,88	0,07	1,70

Можно отметить, что многочисленные попытки обнаружить раздвоение спин-орбитального максимума у "поверхности" ядра, предпринятые с различными исходными параметрами не дали результата. Один из максимумов неизбежно "выталкивался" поисковой программой, приходящей к значению  $V_{S2} = 0$ .

Качество описания дифференциальных сечений рассеяния  $\sigma(\theta)$ , достигнутое в этом подходе, иллюстрируется штриховыми кривыми на рис. 1. Некоторое улучшение качества описания  $\sigma(\theta)$ , достигаемое при увеличении соответствующего весового множителя в минимизируемом функционале, получается ценой заметного ухудшения в описании полных сечений  $\sigma_T$ . Расчет  $\sigma_T$  в этом случае представлен на рис. 2 светлыми кружками, а экспериментальный уровень - черными квадратами.

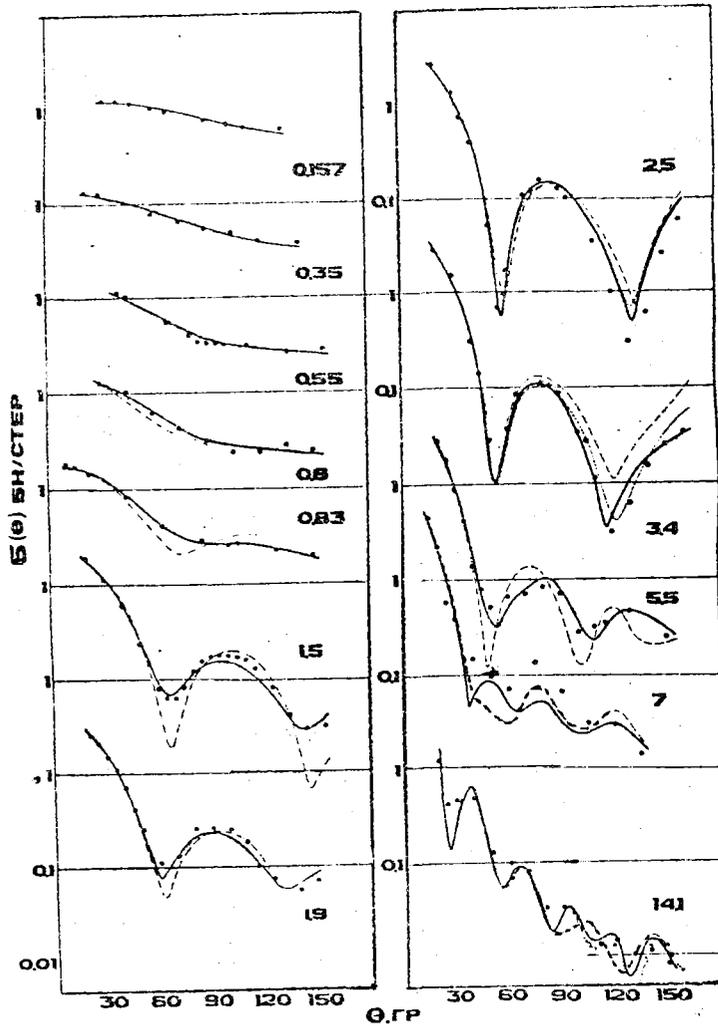


Рис. 1. Угловые распределения рассеянных нейтронов: Расчетные кривые: - - - - - два форм-фактора Саксона-Вудса, без вариации  $\sigma_{ce}$ ; - · - · - два форм-фактора, но с вариацией  $\sigma_{ce}$ ; — — — — — три форм-фактора и вариация  $\sigma_{ce}$

Можно было предположить, что совместному списанию дифференциальных и полных сечений мешает недостаточно точная оценка вклада составного ядра в упругий канал (сечения  $\sigma_{ce}$  по указанной выше формуле), а также примесь неупругого рассеяния к экспериментальным сечениям упругого рассеяния нейтронов. Оба этих фактора можно учесть более точно, введя вариацию произвольной константы, добавленной к сечению потенциального рассеяния, вычисленному в рамках оптической модели.

Переход к такой процедуре на втором этапе подгонки привел к уменьшению втрое величины квадратичного функционала дифференциальных сечений и вдвое - соответствующей величины для полных сечений. При этом небольшое смещение претерпели и геометрические параметры потенциала. В этом случае:  $R_1=7,435$ ;  $a_1=0,52$ ;  $R_2=7,925$ ;  $a_2=0,64$ ;  $R_{w1}=7,69$ ;  $b_1=0,59$ ;  $R_{w2}=8,34$ ;  $b_2=0,44$ ;  $R_{s1}=6,92$ ;  $a_{s1}=0,29$  (все величины также в Фм);  $V_{s1}=11,38$  МэВ;  $\alpha=1,1 \cdot 10^{-40}$  см<sup>3</sup>. Смещения динамических параметров также сравнительно невелики. При некоторых из энергий  $E_n$  на рис.1 пунктиром представлены угловые распределения для этого случая. При других энергиях пунктирные кривые практически сливаются со сплошными линиями окончательного варианта, который получен дальнейшим усложнением ядерно-оптического потенциала.

В надежде получить лучшее описание дифференциальных сечений при больших углах рассеяния, была осуществлена вариация глубины потенциальной ямы в центральной области ядра. Для этой цели введен третий форм-фактор Саксона-Вудса с начальными параметрами  $V_3=0$ ;  $R_3=3$  Фм,  $a_3=2$  Фм, которые в результате поиска приняли значения:  $V_3=-4,45$  МэВ,  $R_3=2,75$  Фм,  $a_3=0,1$  Фм.

Поскольку знак параметра  $V_3$  противоположен знаку параметров  $V_1$  и  $V_2$ , суммарная глубина реальной части потенциала оказывается уменьшенной в центральной области на 4,45 МэВ (так называемый, потенциал в форме дна бутылки, см. рис.3). Последовательности ради, вместе с усложнением реальной части потенциала дополнительные параметры были введены в мнимую и спин-орбитальную части. Верхний индекс суммирования при вычислении потенциала по формуле (1) был заменен, таким образом, с 2 на 3. Наибольший эффект получен, естественно, от усложнения реальной части потенциала.

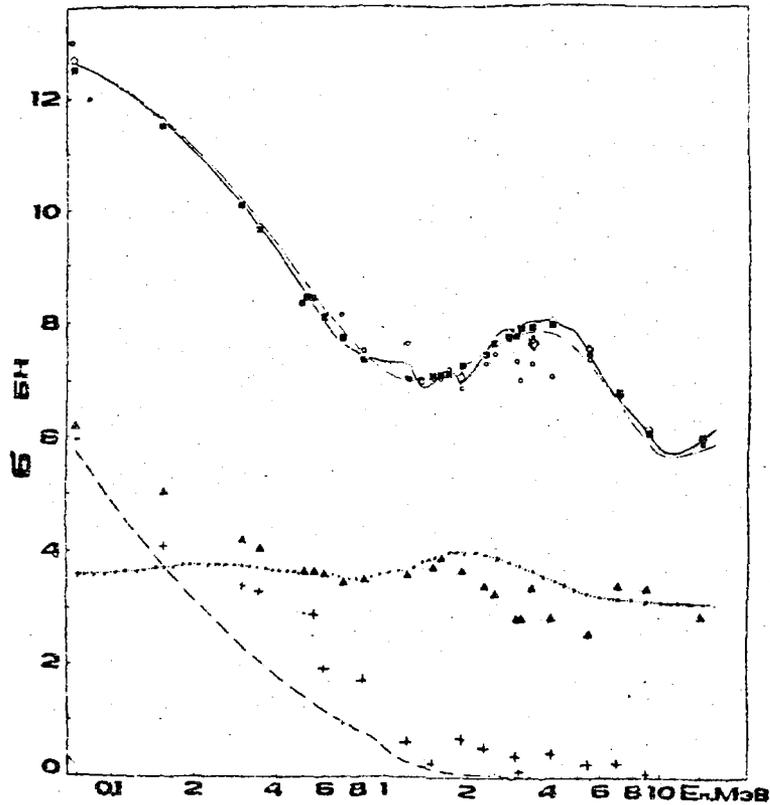


Рис. 2. Полные сечения взаимодействия и сечения реакции для ядра U:

$\bullet$  - экспериментальная оценка  $\sigma_T$ ;  $\diamond$  - подгонка  $\sigma_T$  с дискретными параметрами и тремя форм-факторами Саксона-Вудса;  $\circ$  - подгонка с двумя форм-факторами при почти эквивалентном предыдущему варианту описания угловых распределений;  $\Delta$  - сечение реакции с дискретным набором параметров; — — — наши параметры (Падэ-приближение); — · — · — расчет с деформированным потенциалом; — — — оценка по  $\sigma_{се}$  статистической модели с нашими  $T_{1,J}$

Выражается он в улучшении описания  $\sigma(\theta)$ , главным образом, при больших углах рассеяния для интервала энергий нейтрона  $1,5 \div 4$  МэВ (для него  $\lambda \approx R_3$ ). Соответствующие величины  $\chi^2$  уменьшились в  $1,5 \div 2,5$  раза. На рис.4 видно, что и описание поляризации [12] при  $E_n = 3,1$  МэВ несколько улучшилось.

Окончательные значения геометрических параметров для урана (в Фм) следующие:

$$\begin{aligned}
 R_1 &= 7,51; & a_1 &= 0,41; & R_2 &= 8,00; & a_2 &= 0,64; & R_3 &= 2,75; & a_3 &= 0,1; \\
 R_{w1} &= 7,63; & b_1 &= 0,59; & R_{w2} &= 8,26; & b_2 &= 0,46; & R_{w3} &= 3,23; & b_3 &= 0,23; \\
 R_{s1} &= 6,89; & a_{s1} &= 0,35; & & & & & R_{s3} &= 2,28; & a_{s3} &= 0,11.
 \end{aligned}$$

Единицы для всех  $E_n$ :  $V_{s1} = 11,36$  МэВ;  $V_{s2} = 0$ ;  $V_{s3} = 0,1$  МэВ;  $V_3 = -4,45$  МэВ;  $W_{s3} = 2,1$  МэВ;  $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-40}$  см<sup>3</sup>. Соответствующие значения динамических параметров в дискретном приближении приведены в табл.1.

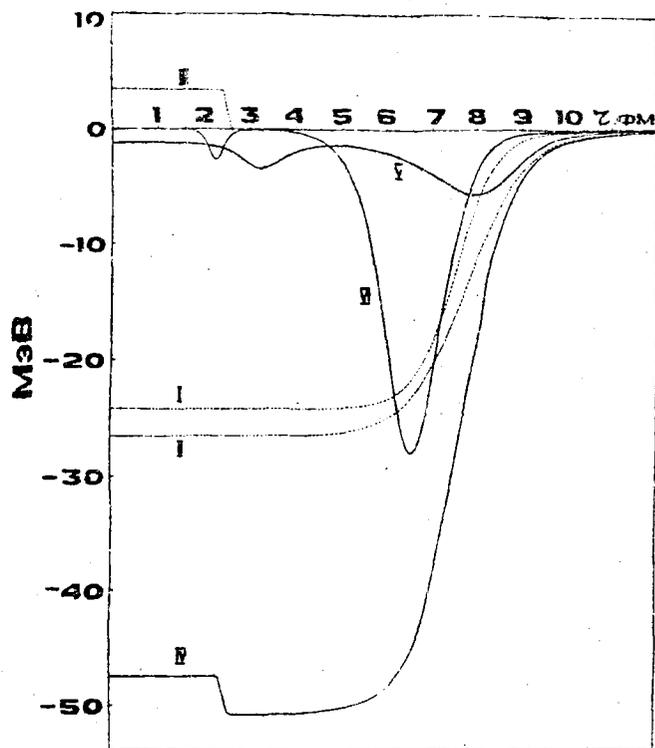


Рис. 3. Форм-факторы оптического потенциала: I, II и III - составляющие реальной части потенциала; IV - суммарная величина реальной части; V - мнимая часть потенциала; VI - спин-орбитальная часть

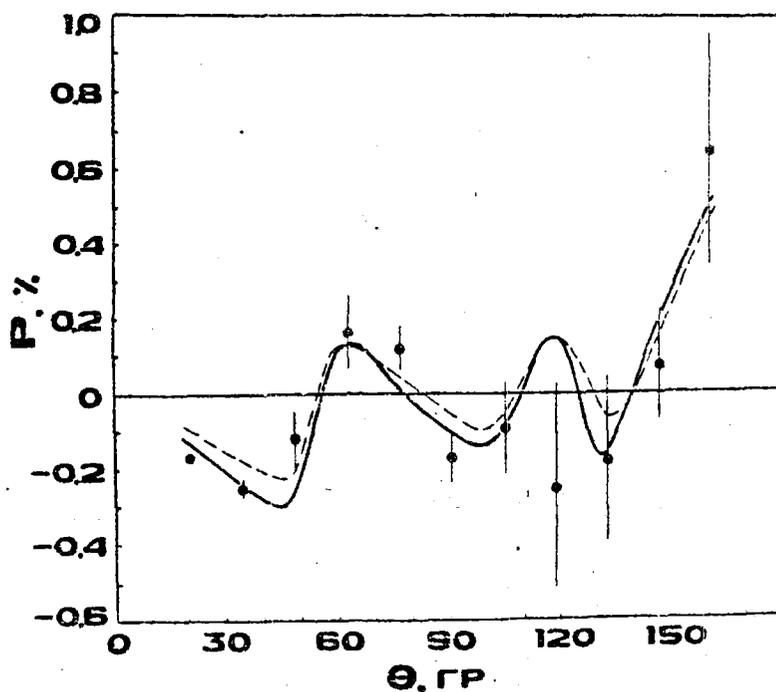


Рис. 4. Описание поляризации нейтронов при  $E_n = 3.1$  МэВ:  
 — — — — — два форм-фактора Саксона-Будса; - - - - - три форм-фактора

Качество описания полных сечений  $\sigma_T$  этим набором параметров представлено на рис.2 светлыми ромбами, сечения реакции - темными треугольниками. Крестиками в нижней части рис.2 представлены произвольные константы (умноженные на  $4\pi$ ), которые поисковая программа добавила к потенциальному рассеянию, согласуя расчетные сечения с экспериментальными. Для энергии 0,7, 1,5, 2,5 и 3,4 МэВ из работы [16], где авторы тщательно отделили вклад неупругого рассеяния, крестики хорошо ложатся на уровень упругого рассеяния с образованием составного ядра  $\sigma_{ce}$ , оцененный в рамках статистической модели с нашими коэффициентами  $T_{1,J}$  и представленный на нижней части рис.2 штриховой линией. Для других энергий превышение над этим уровнем близко к вкладу неупругого рассеяния на одном или двух нижайших уровнях  $^{238}U$ .

#### СРАВНЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ ДЛЯ Pb И U

Поскольку в ядерно-оптическом потенциале для U были зафиксированы новые детали, то прежде, чем сравнивать его параметры с соответствующими величинами свинцового потенциала [1], подгонку последнего пришлось повторить, ограничив массив экспериментальных данных диапазоном энергий  $0,07 \leq E_n \leq 14$  МэВ, как для урана, и введя все новые детали форм-факторов потенциала и процедуры подгонки.

Новые значения геометрических параметров для свинца (Фм):

$$R_1 = 7,47; a_1 = 0,26; R_2 = 7,79; a_2 = 0,59; R_3 = 2,56, a_3 = 0,1;$$

$$R_{w1} = 7,60; b_1 = 0,43; R_{w2} = 8,23; b_2 = 0,52; R_{w3} = 4,16; b_3 = 0,5;$$

$$R_{s1} = 6,57; a_{s1} = 0,27 \quad - \quad - \quad R_{s3} = 1,80; a_{s3} = 0,1.$$

Как и для урана, единые для всех энергий  $E_n$ :

$$V_3 = -3,25 \text{ МэВ}; V_{s1} = 10,49 \text{ МэВ}; V_{s2} = 0; V_{s3} = 0,45 \text{ МэВ}; W_{s3} = 0,45 \text{ МэВ};$$

$\alpha = 1,3 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ . Дискретные значения динамических параметров для отдельных энергий  $E_n$  в случае свинца приведены в табл.2. На рис.5 сравниваются дискретные значения параметров свинца, представленные светлыми кружками, и урана - темными.

Обращает на себя внимание сходство структурных деталей в энергетической зависимости параметров потенциала обоих ядер, как и близость геометрических параметров. Сходство это наблюдалось устойчиво не только в окончательных результатах, но и на различных промежуточных этапах поиска. Например, структурные

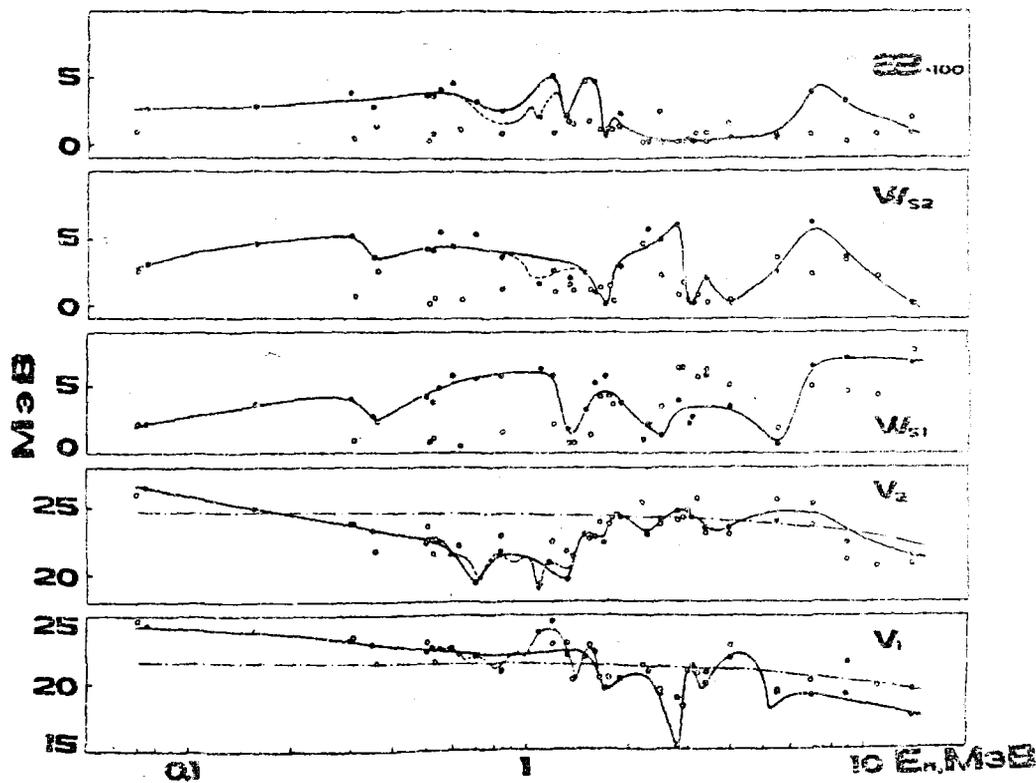


Рис. 5. Энергетическая зависимость параметров реальной и мнимой частей потенциала:  $\circ$  - дискретное приближение для свинца;  $\bullet$  - то же для урана; — — — - Паде-приближение для  $U$ ; --- - вариант, дающий лучшее описание нашей оценки  $\sigma_r$  для урана при  $0,6 \leq E_n \leq 1,5$  МэВ; — · — · — реальная часть деформированного потенциала из [16]

детали на рис.5 мало изменялись с введением третьего форм-фактора Саксона-Вудса или вариации изотропной оценки сечения  $\sigma_{ce}$ . В этом легко убедиться, сравнив значения параметров для свинца в таблице из работы [1] и данные в табл.2 настоящей работы, а также значения на рис.5 (светлые кружки), взятые на одном из промежуточных этапов, когда 3-й форм-фактор Саксона-Вудса был уже введен, а вариации  $\sigma_{ce}$  еще не проводились.

Несколько большие изменения дискретных параметров происходят, если изменить состав экспериментального материала, например, исключить данные малоуглового диапазона или, изменив бесовые множители, сделать акцент на качестве описания одного из видов сечений. Но и в этом случае наиболее заметные детали структуры в энергетической зависимости параметров сохраняются. Наибольший вклад в формирование структуры дают, по-видимому, угловые распределения рассеянных нейтронов.

Сплошными линиями на рис.5 представлены результаты попытки аппроксимировать энергетическую зависимость параметров рациональными дробями, по 6-7 дробей на параметр (Падэ-аппроксимация). Например, параметр  $V_1$  может быть выражен через десятичный логарифм энергии  $E_n$  следующим образом:

$$V_1 = C + \sum_{i=1}^n \frac{A_i (\lg E_n - Li) + Bi}{(\lg E_n - Li)^2 + Gi^2}$$

Аналогично вычисляются и другие параметры, а коэффициенты  $A, B, C, G,$  и  $L$  для их вычисления приведены в табл.3. Полные сечения  $\sigma_T$ , полученные для урана с использованием такой интерполяции параметров, приведены на рис.2 сплошной кривой.

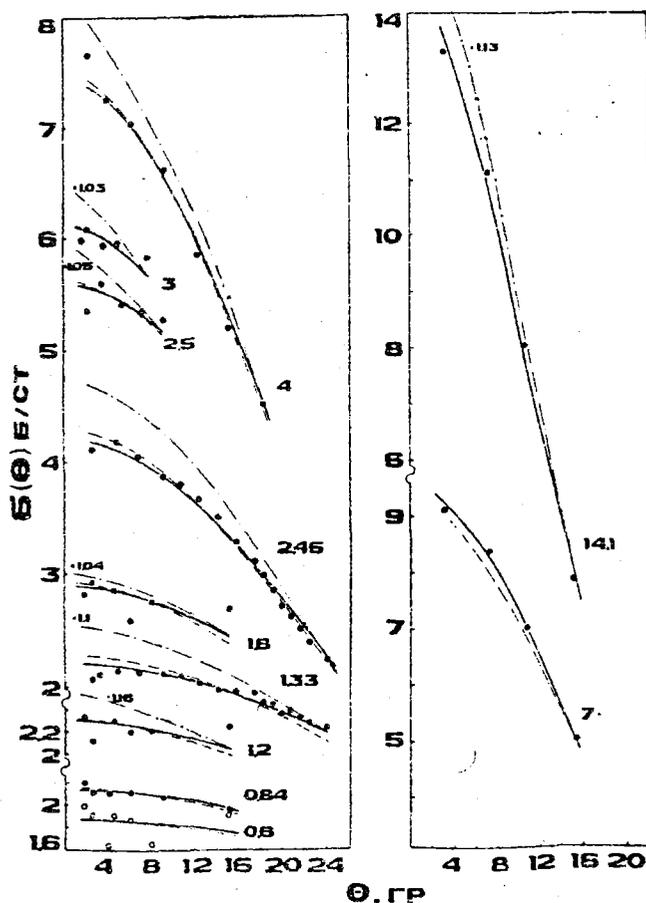


Рис.6. Сечения малоуглового рассеяния нейтронов ядрами урана:

— — — — — расчет с дискретным набором параметров и  $\alpha = 2 \cdot 10^{-40}$  см; — — — — — то же с  $\alpha = 0$ ; — · — · — · — расчет с деформированным потенциалом [19], пришитый к нашему расчету при наибольшем угле каждого углового распределения

## ОПИСАНИЕ ДАННЫХ МАЛОУГЛОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛЯ ЯДЕР U

На рис.6 представлены сечения рассеяния нейтронов на углы, меньше  $25^\circ$  из работ [17-22]. Сплошные кривые, вычисленные с параметрами настоящей работы и коэффициентом поляризуемости нейтрона  $\alpha=2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ , удовлетворительно описывают весь набор данных. Сечения для нейтронов со средними энергиями  $\bar{E}_n = 1,33 \text{ МэВ}$  и  $\bar{E}_n = 2,45 \text{ МэВ}$  усреднены по экспериментальным спектрам нейтронов, приведенным в работе [18].

Расчет с теми же параметрами, но с  $\alpha=0$  представлен на рис.6 штриховыми кривыми, которые для большинства энергий  $E_n$  крайне мало отличаются от сплошных кривых. Причиной является процедура нормировки расчетных кривых на экспериментальные для сравнения их формы. Абсолютные же величины сечений с  $\alpha=0$  и  $\alpha=2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$  в диапазоне углов  $5^\circ-10^\circ$  при энергиях  $E_n$ , равных  $1 \div 3 \text{ МэВ}$ , например, могут различаться приблизительно на 20% и, как отмечалось в работе [24], абсолютные величины сечений лучше описываются с  $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ . Только для кривой с  $\bar{E}_n = 1,33 \text{ МэВ}$ , где ошибки сечений не выходят за размеры кружков, можно уверенно утверждать, что форма углового распределения лучше описывается с  $\alpha=2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ .

В работе [23] отмечено, что на более легко выполняемые относительные измерения дифференциальных сечений можно опереться при оценке лишь в том случае, когда они выполнены в достаточно широком угловом диапазоне, с тем, чтобы расчетный нуль-эффект (т.е. ситуация, когда сечения  $\sigma(\theta)$ , вычисленные с  $\alpha=0$  и с  $\alpha \neq 0$ , крайне мало отличаются) содержался бы в этом диапазоне. Лишь в этом случае процедура нормировки не может нивелировать эффект дальнего действия. Как указано в [23], в наиболее перспективном для оценки  $\alpha$  энергетическом интервале  $1 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 3 \text{ МэВ}$  угловой диапазон измерения сечений должен составлять минимум  $3^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ .

Учитывая, что энергетическая зависимость сечения рассеяния на малый угол чувствительна к условиям интерференции амплитуд рассеяния нейтрона ядерным и поляризационным потенциалами, можно по иному поставить задачу об оценке коэффициента поляризуемости  $\alpha$ : вместо точного измерения сечения  $\sigma(\theta)$  в широком угловом диапазоне для одной энергии нейтрона, можно измерить относительную зависимость сечения от энергии при одном угле рассеяния.

Коэффициенты Падэ-аппроксимации параметров  
оптического потенциала для  $U$

Параметры	$N$	$C$	$A$	$G$	$L$	$B$
$V_1$	7	22,60	-2,036	0,6974	-0,4677	-0,01450
			-1,060	0,3614	0,6403	0,2697
			0,1353	0,0274	0,4499	-0,005044
			-0,04873	0,03855	0,5163	-0,005705
			-0,07543	0,03508	0,2225	-0,002617
			-0,06988	0,02813	0,7153	-0,001902
			1,573	0.	1,565	0.
$V_2$	7	15,23	-0,2519	0,2360	0,8347	0,1984
			0,1706	0,04219	0,1445	-0,001017
			0,01871	0,04493	-0,1520	-0,005953
			0,08884	0,05352	0,3880	-0,001852
			-0,07441	0,05901	0,5328	-0,002861
			0,07489	0,02908	0,2421	-0,0001494
			20,91	0.	-2,952	0.
$W_{S1}$	6	0.	26,95	2,689	-0,8229	23,09
			0,3037	0,07171	0,7707	-0,02114
			-0,3160	0,08909	0,3014	-0,008335
			-0,1306	0,05062	0,1225	-0,01137
			-0,09025	0,07213	-0,4513	-0,01130
			0,01839	0,01896	0,4091	-0,0004061
$W_{S2}$	6	-55,05	327,6	2,678	-3,257	-17,40
			0,3608	0,1395	0,8347	0,1089
			-0,1388	0,02261	0,4667	-0,0001922
			0,05996	0,03033	0,2390	-0,002943
			-0,08390	0,04038	0,5443	0,002439
			-0,06025	0,04303	-0,4727	-0,001498
$\kappa \cdot 100$	6	1,998	-0,4317	0,1094	0,2122	0,06154
			-0,2662	0,1219	-0,1139	-0,02038
			0,1581	0,07660	0,8492	0,01899
			-0,1134	0,02847	0,1088	-0,002212
			-0,01681	0,01412	0,2320	-0,0007491
			0,03875	0.	1,190	0.

Энергетический интервал опять-таки должен быть достаточно широким и включать диапазон с нулевым эффектом от введения в расчет дальнего действия.

В диапазоне углов  $3^\circ \div 5^\circ$ , где амплитуда поляризационного рассеяния близка к максимальной, а вклад швингеровского взаимодействия уже незначителен, дифференциальное сечение можно оценивать по формуле:

$$\sigma(\theta) \cong \sigma_{\text{я}}(\theta) + 2\text{Ref}_{\text{я}} \cdot f_{\text{пол}} + f_{\text{пол}}^2, \quad (3)$$

где выделены вклады в рассеяние короткодействующего ядерного потенциала  $\sigma_{\text{я}}$ , поляризационного  $f_{\text{пол}}$  (см. [23]) и интерференционный член.

Реальная часть ядерной амплитуды  $\text{Ref}_{\text{я}}$  для тяжелых ядер, вычисляемая в рамках оптической модели, например, при энергиях нейтрона  $0,5 \div 3$  МэВ составляет около  $10^{-12}$  см и отрицательна по знаку, в интервале  $E_n \approx 7 \div 8$  МэВ падает почти до нуля или даже меняет знак, затем с ростом энергии снова становится отрицательной.

Если коэффициент поляризуемости нейтрона  $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-40}$  см<sup>3</sup>, то амплитуда  $f_{\text{пол}}$  также имеет порядок величины  $10^{-12}$  см, и в некотором интервале энергий может возникнуть высокая степень взаимной компенсации второго и третьего членов в формуле (3) – упомянутый выше расчетный нуль-эффект. Измерив энергетическую зависимость  $\sigma(\theta)$  в достаточно широком диапазоне энергий, можно надеяться получить надежную оценку коэффициента  $\alpha$ , если он имеет порядок величины  $\alpha > 10^{-41}$  см<sup>3</sup>.

Именно такие измерения были выполнены для урана в работе [3]. На рис. 76 черными квадратами представлена малоугловая энергетическая зависимость сечения рассеяния, полученная усреднением данных для  $\theta = 1,5^\circ$  и  $\theta = 3^\circ$  после вычитания вклада швингеровского рассеяния. Треугольниками изображены аналогичные данные из работы [4]. Они имеют несколько более высокий абсолютный уровень и поисковая программа постоянно требует их перенормировки на 15–20%, в то время как необходимый нормировочный множитель для данных работы [3] колеблется в пределах  $0,96 \div 1,04$ .

На том же рисунке представлены и расчетные сечения с дискретными параметрами настоящей работы, соединенные для наглядности штриховой ломанной линией для  $\alpha = 0$  и сплошной

ломаной - для  $\alpha=2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ . Отчетливо просматривается и расчетный нуль-эффект при энергиях  $E_n=3,4 \text{ МэВ}$  и  $E_n=4 \text{ МэВ}$ , при которых сечения с  $\alpha=0$  и  $\alpha=2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$  практически совпадают. Для лучшего обозрения на рис.7б сечения работы [4] оставлены на своем уровне, а соответствующие расчетные значения на них нормированы. На вставке рис.7б представлена зависимость квадратичных функционалов в относительных единицах от  $\alpha$  для данных работы [4] (сплошная линия) и [3] (штриховая линия).

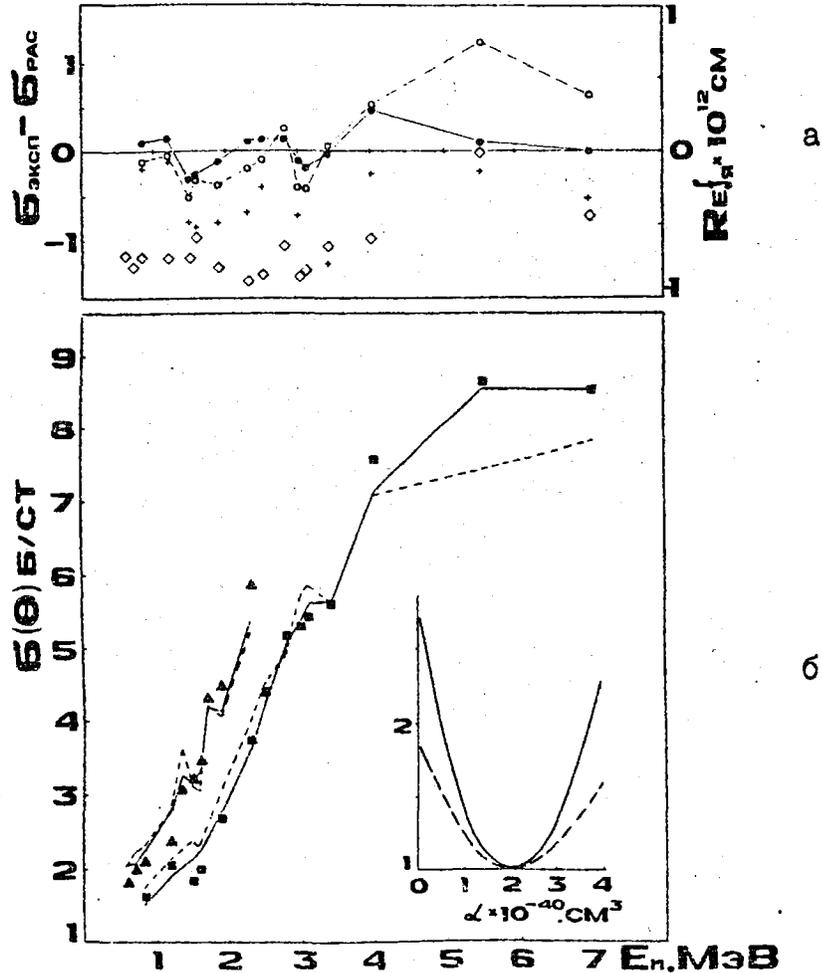


Рис.7. Сечения рассеяния нейтронов на углы  $1,5^\circ$  и  $3^\circ$  ядрами урана:

- - данные работы [3], ▲ - сечения из работы [4], те и другие за вычетом швингеровского рассеяния; — — — - расчет с дискретными параметрами и  $\alpha=0$ ; — — — - то же с  $\alpha=2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ ;
- - разность сечений при  $\alpha=0$  (данные работы [3]);
- - разность при  $\alpha=2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ ; + - разность при расчете с деформированным потенциалом; ◇ - реальная часть ядерной амплитуды

На рис. 7а светлыми кружками показаны разности экспериментальных и расчетных сечений для  $\alpha=0$ , которые заметно коррелируют с реальной частью ядерной амплитуды для угла  $3^\circ$ , представленной светлыми ромбами и вычисленной с параметрами настоящей работы. Темные кружки показывают, что размер разницы в среднем заметно падает, если в расчет сечений ввести дальное действие с  $\alpha=2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ .

#### РАСЧЕТ В РАМКАХ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С ДЕФОРМИРОВАННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Поскольку ядро урана является деформированным, необходимо было оценить роль деформации в описании выбранного нами массива экспериментальных данных, в частности, сечений малоуглового диапазона. Расчет выполнен по программе ECIS [25] с учетом связи трех уровней:  $0^+$ ,  $2^+$  и  $4^+$  - ядра  $^{238}\text{U}$ , используя параметры потенциала из работы [16]. Так же, как и при расчетах со сферическим потенциалом, в энергетическом интервале  $E_n \leq 0,2$  МэВ учитывался вклад орбитальных моментов до  $l=5$  включительно, при  $0,2 \leq E_n \leq 4$  МэВ  $l_{\text{max}}=10$  и при  $E_n \geq 4$  МэВ  $l_{\text{max}}=16$ . Результаты вычисления полных сечений взаимодействия  $\sigma_T$  с учетом деформации представлены на рис. 2 штрих-пунктирной линией, а сечения реакции - пунктиром в нижней части того же рисунка. Угловые распределения при больших углах рассеяния нейтронов для  $E_n \geq 2$  МэВ описаны двумя моделями эквивалентно, по крайней мере, при визуальной оценке согласия. В низкоэнергетической области  $0,07 \text{ МэВ} \leq E_n < 2 \text{ МэВ}$  параметры настоящей работы имеют некоторое преимущество в описании угловых распределений, как это видно на рис. 8, где расчет с параметрами [16] представлен штрих-пунктирной линией. Это не удивительно, поскольку именно при малых  $E_n$  энергетическая зависимость реальной части потенциала, определенная в настоящей работе, наиболее заметно отличается от линейной зависимости из работы [16]. Для сравнения реальная часть из [16] была разделена нами примерно в том же отношении как  $V_2:V_1$  и отложена на рис. 5 штрих-пунктирной линией, которая хорошо воспроизводит ход нашей реальной части лишь при  $E_n \geq 2$  МэВ. Что касается сечений малоуглового диапазона, то расчет с деформированным потенциалом воспроизводит их заметно хуже. На рис. 6 этот расчет представлен также штрих-пунктирными линиями, пришитыми к нашим расчетным

сечениям в правой части каждого углового распределения. Нормировочный множитель, если он отличен от единицы, проставлен у каждой кривой. На рис.7а крестиками изображены разности сечений, вычисленных с деформированным потенциалом, и экспериментальных сечений [3]. Здесь также налицо корреляция с ходом реальной части амплитуды. Поэтому можно надеяться, что введение дальнего действия в расчет с деформированным потенциалом также улучшит описание сечений рассеяния нейтронов на малые углы.

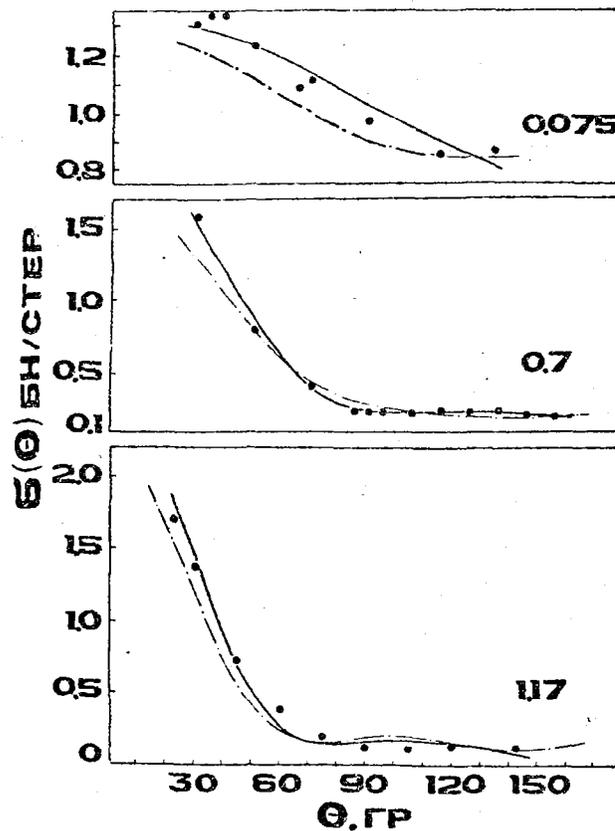


Рис.8. Угловые распределения нейтронов в энергетическом интервале, где наиболее велики отличия энергетической зависимости потенциала от линейной:  
 - - - - - расчет с деформированным потенциалом [16];  
 ———— расчет с дискретными параметрами настоящей работы

## ВЫВОДЫ

1. Детальное исследование сферически-симметричного потенциала оптической модели, выполненное по обширному массиву экспериментальных данных, включающему сечения малоуглового рассеяния нейтронов, показало большое сходство как тонкой структуры форм-факторов, так и энергетической зависимости параметров потенциала для двух ядер - свинца и урана.

2. Введение суперпозиции двух форм-факторов Саксона-Вудса привело к некоторому усложнению формы потенциала у "поверхности" ядра, однако ввиду близости радиусов  $R_{w1}$  и  $R_{w2}$ , мнимая часть имеет один максимум в периферийной области, несколько более широкий, чем обычно, и слегка ассиметричный.

3. Более принципиальное значение имеет введение третьего форм-фактора Саксона-Вудса, благодаря которому в центре ядра обрисовалась область с меньшей глубиной потенциальной ямы (на величину порядка 4 МэВ). Эта область ограничена резким краем; и для урана, и для свинца параметр  $a_3 \leq 0,1$  Фм. Увеличение параметра  $a_3$  до значений  $1,5 \pm 2$  Фм приводит почти к такому же ухудшению описания угловых распределений для  $E_n$ , близких к 3 МэВ, как при расчете без третьего форм-фактора Саксона-Вудса. На границе области появились дополнительные максимумы мнимой и спин-орбитальной частей потенциала.

4. Можно было думать, что с ростом детализации в описании короткодействующего ядерного потенциала вместе со всем набором экспериментальных данных удовлетворительно описанными окажутся и сечения малоуглового диапазона. Однако, этого не происходит. Несмотря на предельное увеличение числа параметров ядерного потенциала, сечения рассеяния нейтронов на малые углы описываются только с введением дальнего действия. Аналогичное утверждение можно, по-видимому, сделать и по поводу расчетов с деформированным потенциалом.

5. Поскольку дальнее действие введено нами в форме, соответствующей электрической поляризуемости нейтрона, где в явном виде учитывается Z-квадратичная зависимость эффекта, то полученные в настоящей работе близкие значения коэффициента  $\alpha$  для двух ядер (для свинца  $\alpha = 1,3 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ , для урана  $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ ) показывают, что Z-квадратичная зависимость дальнего действия соблюдается.

Б. Если отвлечься от описания рассеяния нейтронов на большие углы и полных сечений, поскольку оно в большей степени зависит от знания деталей ядерного взаимодействия, и ограничиться данными малоуглового диапазона, то оценка коэффициента  $\alpha$  смещается в сторону несколько больших значений. Оптимальным оказывается (см. вставку на рис. 76) значение  $\alpha \approx 2(\pm 1) \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ .

#### Список литературы

1. Аникин Г. В., Котухов И. И. // Ядерная физика. 1989. Т. 49, вып. 1. с. 101.
2. Лебедева Н. С., Морозов В. М. // Атомная энергия. 1970. Т. 28, вып. 4. С. 310.
3. Аникин Г. В., Котухов И. И. // Атомная энергия. 1986. Т. 60, вып. 1. С. 51.
4. Yu. L., Overley J. // Nucl. Phys. 1979. V. A324. P. 160.
5. Филиппов В. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1985. Вып. 4. С. 33
6. Poenitz W. P., Whalen I. F. et al. // NSE. 1981. V. 78. P. 333.
7. Hayes S. H., Stoler P. et al. // NSE. 1973. V. 50. P. 243.
8. Angular Distributions in Neutron Induced Reactions. V. 2. BNL-400. 1970.
9. Smith A. B. // Nucl. Phys. 1963. V. 47. P. 633.
10. Elwyn A. J., Monahan J. E. e. a. // Phys. Rev. 1966. V. 142, N3. P. 758.
11. Knitter H. H., Coppola M. // ZP. 1971. V. 244. P. 358.
12. Beghian L. E., Kegel G. N. // NSE. 1979. V. 69. P. 191.
13. Batchelor R., Gilboy W. B. e. a. // Nucl. Phys. 1965. V. 65. P. 236.
14. Voignier J. Rep. CEA-R-3503. 1968.
15. Begum A. // NSP. 1981. V. 12B. P. 13.
16. Haouat G., Lachkar J. e. a. // NSE. 1982. V. 81, N4. P. 491.
17. Kuchnir F. T., Elwyb A. J. e. a. // Phys. Rev. 1968. V. 176., N4. P. 1405.
18. Аникин Г. В., Котухов И. И. // Ядерно-физические исследования в СССР. 1970. № 10. С. 11.
19. Giordano V., Manduchi C. e. a. // Nucl. Phys. 1978. V. A302. P. 83.
20. Gorlov G. V. e. a. // Phys. Let. 1967. V. 25B, N3. P. 197.

21. Bucher W., Hollandsworth C. e.a. //Phys.Rev.Lett. 1975. V.35, N21. P.1419.
22. Galloway W. //Nucl.Phys. 1973. V.A212. P.182.
23. Аникин Г.В., Котухов И.И.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986, вып.1. С.20.
24. Аникин Г.В., Котухов И.И. //Ядерная физика. 1971. Т.14, вып.2. С.269.
25. Raynal J. Coupled Channel Calculations and Computer Code ECIS: Lectures Presented at Workshop on Applied Theory and Nuclear Model Calculations for Nuclear Technology Applications. 15 Feb.-18 Mar. 1988. Triest:ICTP, SMR/284-10.

Статья поступила в редакцию 15 июня 1989 г.

УДК 621.039.51

ОБ ОЦЕНКЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ВЕЛИЧИНЫ  $K_{\infty}$   
РЕАКТИВНОСТНЫМ МЕТОДОМ

Г. М. Михайлов, С. М. Бедняков, В. А. Дулин

ON EVALUATION OF  $K_{\infty}$  VALUE  
MEASUREMENTS BY REACTIVITY APPROACH.  
The paper is devoted to the  
evaluation of multiplication medium  
heterogeneous structure influence on  
 $K_{\infty}$ . The results of heterogeneity  
corrections calculations on  $K_{\infty}$  are  
cited. It is shown that validation  
of such corrections for the  
assemblies with high heterogeneity  
on main fissile isotope in  
traditional way is doubtful. More  
suitable approach for such  
correction calculation is suggested.

Величина эффективного коэффициента размножения бесконечной среды данного состава  $K_{\infty}$  давно представляет интерес с точки зрения проверки точности сечений основных процессов, определяющих размножение и поглощение нейтронов в среде. Одним из удобных способов получения информации о  $K_{\infty}$  является способ измерения величины  $K^+$ , тесно связанной с величиной  $K_{\infty}$ . Настоящая работа посвящена изучению корректности вводимых в величину  $K_{\infty}$  поправок при изучении баланса нейтронов методом осцилляции ячейки в условиях стендов БФС и КБР.

Значение  $K^+$ , как известно, можно получить из соотношения:

$$K^+ = \frac{1}{\frac{1}{K_{\text{эф}}} - \rho_{\text{яч}} / \rho_{\text{г}}} \quad (1)$$

При экспериментальном определении  $K^+$  основной измеряемой величиной является отношение реактивности элементарной ячейки  $\rho_{\text{яч}}$  в центре исследуемой зоны к реактивности за счет размножения нейтронов  $\rho_{\text{г}}$  в ней. Баланс реактивности измеряется методом осцилляции элементарной ячейки.

Подробнее суть этой методики изложена, например, в работе [1]. Напомним лишь, что все исследуемые критические сборки стендов БФС и КБР, на которых проводились эксперименты, состоят из вертикальных металлических труб (нержавеющая сталь или алюминий), плотно составленных в гексагональную решетку и заполненных таблетками различной толщины из делящихся и конструкционных материалов. Расположение этих таблеток в трубах характеризуется определенной периодичностью, иначе говоря, ячейкой.

С целью уточнения наших знаний о нейтронных сечениях, полученные в ходе эксперимента значения величины  $K^+$  сравниваются с расчетными. Для этого рассчитываются значения  $K^+$  для гомогенного реактора: по программе КРАБ-1 [6] рассчитываются значения центральных коэффициентов реактивности (ЦКР) всех элементов, входящих в состав среды, и используя полученные результаты, вычисляется величина  $K_{\text{гом}}^+$ , которая близка обычно к величине  $K_{\infty}$ . После этого вносится поправка на гетерогенность структуры сборки. Традиционно такая поправка в  $K^+$  (или, что почти то же самое, в  $K_{\infty}$ ) определялась как:

$$\Delta K_{\text{гет}}^+ = \Delta K_{\text{эф}}^{\text{гет}} = \Delta K_{\text{эф}}^{\text{гет}} - K_{\text{эф}}^{\text{гом}} \quad (2)$$

Для этого рассчитывался гомогенный реактор без отражателя и, используя ту величину утечки нейтронов, при которой он стал критичным, по программе FFCP [4] рассчитывался аналогичный гетерогенный реактор. Считалось, что изменение величины  $K^+$  при переходе от гомогенной среды к гетерогенной примерно такое же, как и изменение эффективного коэффициента размножения. Целью данной работы является выяснение степени точности внесения такой поправки.

Для расчета гетерогенных эффектов была создана программа NEEPS, в основу которой положена модель реактора без отражателя. При формировании геометрии расчетной модели система плоскопараллельных слоев материалов, пронизанная в перпендикулярном направлении матрицей вертикальных труб, преобразовывалась в одномерную плоскопараллельную слоевую структуру путем добавления дополнительного слоя, включающего материал труб и содержимое межтрубных зазоров. При этом сохранялась полная высота ячейки.

Для гомогенной среды в  $B^2$ -приближении решалось уравнение для потока нейтронов:

$$\left( \Sigma_{tr}^j + \frac{B^2}{3\Sigma_{tr}^j} \right) \varphi^j = \sum_{i=1}^j \Sigma_s^{i \rightarrow j} \varphi^i + \frac{\chi^j}{K_{\infty}^{гом}} \sum_{i=1}^{26} \nu^i \Sigma_F^i \varphi^i \quad (3)$$

и ему сопряженное:

$$\left( \Sigma_{tr}^j + \frac{B^2}{3\Sigma_{tr}^j} \right) \varphi^{+j} = \sum_{i=j}^{26} \Sigma_s^{j \rightarrow i} \varphi^{+i} + \frac{\varphi^j \Sigma_F^j}{K_{\infty}^{гом}} \sum_{i=1}^{26} \chi^i \varphi^{+i}, \quad (4)$$

где  $K_{\infty}^{гом}$  рассчитывалось по формуле

$$K_{\infty}^{гом} = \sum_{i=1}^{26} \nu^i \Sigma_F^i \varphi^i = \sum_{i=1}^{26} \chi^i \varphi^{+i}. \quad (5)$$

Макроскопические сечения взаимодействия нейтронов со средой вычислялись по методике, изложенной в БНАБ [5]. С учетом энергетической зависимости спектра нейтронов в сечения замедления вводилась поправка  $b^j$  на форму спектра внутри энергетических групп. Для этого использовалась параболическая интерполяция плотности замедления. Полученные для гомогенной среды факторы  $b^j$  использовались и в гетерогенных расчетах. Величина  $K^+$  (формула (1)) записывается при этом:

$$K_{гом}^+ = \frac{\sum_{j=1}^J \nu^j \Sigma_F^j \varphi^j \sum_{i=1}^{26} \chi^i \varphi^{+i}}{\sum_{j=1}^{26} \left[ \Sigma_{tr}^j \varphi^j - \sum_{i=j}^{26} \Sigma_s^{j \rightarrow i} \varphi^{+i} \right] \varphi^j} \quad (6)$$

Для ряда сборок с различным топливом из (3) и (4) были рассчитаны спектры потока  $\varphi^j$  и ценности  $\varphi^{+j}$  нейтронов для бесконечной гомогенной среды. Используя их, были получены  $K_{гом}^+$  и  $K_{\infty}^{гом}$ .

Для гетерогенной среды в интегрально-транспортном приближении уравнения для потока и сопряженного потока приобретают вид:

$$x_n \left( \Sigma_{tr,n}^j + \frac{B^2}{3\Sigma_{tr}^j} \right) \varphi_n^j = \sum_{m=1}^n x_m P_{nm}^j \left( \sum_{i=1}^j \Sigma_{s,m}^{i \rightarrow j} \varphi_m^i + \frac{\chi_m^j}{K_{\text{эф}}^{\text{гет}}} \sum_{i=1}^{26} \nu^i \Sigma_{F,m}^i \varphi_m^i \right) \quad (7)$$

$$x_n \left( \Sigma_{tr,n}^j + \frac{B^2}{3\Sigma_{tr}^j} \right) \varphi_n^{*j} = \sum_{m=1}^N \left[ \sum_{i=j}^{26} x_n P_{nm}^j \Sigma_{s,n}^{j \rightarrow i} \varphi_m^{*i} + \frac{x_n \nu^j \Sigma_{F,n}^j}{K_{\text{эф}}^{\text{гет}}} \sum_{i=1}^{26} \chi^i P_{nm}^i \varphi_m^{*i} \right], \quad (8)$$

где  $x_n$  - толщина слоя  $n$ ;

$B^2$  - утечка нейтронов;

$P_{nm}^j$  - вероятность нейтрону группы  $j$ , испытывавшему последнее столкновение в слое  $n$ , испытать последующее в слое  $m$ ;

$\varphi_n^j$  - плотность потока нейтронов группы  $j$  в слое  $n$ ;

$\varphi_n^{*j}$  - ценность столкновения нейтрона группы  $j$  в слое  $n$  (функция, сопряженная плотности потока в слое  $\varphi_n^j$ ).

Получение блокированных слоевых макроконстант (в  $\sigma_0$ -приближении) осуществлялось по формуле Тоуна [7]:

$$\sigma_{\alpha m}^j = \frac{\sum_{\gamma \neq \alpha} \sum_{e=1}^N N_{\gamma e} P_{em}^j \chi_e \sigma_{t,\gamma e}^j}{\sum_{e=1}^N N_{\alpha e} P_{em}^j \chi_e}, \quad (9)$$

где  $\sigma_{\alpha m}^j$  - сечение разбавления элемента  $\alpha$  другими элементами в слое  $m$ ;

$N_{\gamma e}$  - концентрация элемента  $\gamma$  в слое  $e$ ;

$\sigma_{t,\gamma e}^j$  - полное микросечение элемента  $\gamma$  в слое  $e$ .

Эффективный коэффициент размножения при решении уравнения (7) вычислялся по формуле:

$$K_{\text{эф}}^{\text{гет}} = \frac{\sum_{m=1}^N x_m \sum_{i=1}^{26} \nu^i \Sigma_{F,m}^i \varphi_m^i}{\sum_{m=1}^N x_m}, \quad (10)$$

а для уравнения (8):

$$K_{\text{эф}}^{\text{гет}} = \frac{\sum_{n=1}^N x_n \sum_{j=1}^{26} \nu_n^j \Sigma_{F,n}^j \sum_{m=1}^N \sum_{i=1}^{26} \chi_{nm}^i P_{nm}^i \varphi_m^{*i}}{\sum_{n=1}^N x_n \sum_{j=1}^{26} \left[ \left( \Sigma_{\text{tr},n}^j + \frac{B^2}{3\Sigma_{\text{tr}}^j} \right) \varphi_n^{*j} - \sum_{m=1}^N \sum_{i=j}^{26} P_{nm}^i \Sigma_{sn}^{j+i} \varphi_m^{*i} \right]} \quad (11)$$

Расчеты, проведенные итерационным путем для достаточно большого количества сборок показали, что эффективные коэффициенты размножения  $K_{\text{эф}}^{\text{гет}}$ , полученные из соотношений (11) и (12), совпадают друг с другом.

Величина  $K_{\text{гет}}^+$  определяется согласно (1):

$$K_{\text{гет}}^+ = \frac{1}{\frac{1}{K_{\text{эф}}^{\text{гет}}} - \rho_{\text{яч}} / \rho_{\text{г}}} \quad (12)$$

Реактивность  $\rho_{\text{яч}}$  и составляющая реактивности за счет размножения нейтронов  $\rho_{\text{г}}$  определялись по соотношениям для гетерогенной среды на основе теории возмущений первого порядка [3]:

$$\rho_{\text{яч}} = \frac{1}{X} \sum_{n=1}^N x_n \sum_{j=1}^{26} \varphi_n^j \cdot \left[ - \left( \Sigma_{f,n}^j + \Sigma_{c,n}^j \right) \varphi_n^{+j} + \nu_n^j \Sigma_{f,n}^j \sum_{i=1}^{26} \chi_n^i \varphi_n^{+i} + \sum_{i=j+1}^{26} \Sigma_{sn}^{j+i} \left( \varphi_n^{+i} - \varphi_n^{+j} \right) \right] + G + C + D,$$

где  $\varphi_n^{+j} = \sum_{m=1}^N P_{nm}^j \varphi_m^{*j}$ .

Составляющая реактивности  $G$ , возникающая из-за изменения  $P_{nm}$  при возмущении среды, вычислялась как [2]:

В плоской геометрии:

$$P_{nm} = \frac{1}{2} \int_0^1 F(t_n, t_m, t_o, T) d\mu \quad \text{для } (n \neq m)$$

$$F(t_n, t_m, t_o, T) = \frac{1}{t} \left[ 1 - e^{-tn} \right] \left[ 1 - e^{-tm} \right] \frac{e^{-t_o} + e^{-(T-t_n-t_m-t_o)}}{1 - e^{-T}}$$

$$T = \frac{L}{\mu} = \frac{l_n}{\mu} + \frac{l_m}{\mu} + \frac{l_o}{\mu} + \frac{l_r}{\mu},$$

где:  $L = \sum_{k=1}^N \chi_k \cdot \Sigma_{tr,k}$  - полная оптическая толщина ячейки;

$l_n = \chi_n \cdot \Sigma_{tr,n}$  - оптическая толщина слоя  $n$ ;

$l_m = \chi_m \cdot \Sigma_{tr,m}$  - оптическая толщина слоя  $m$ ;

$l_o$  - оптическая толщина слоев между слоями  $n$  и  $m$ ;

$l_r$  - оптическая толщина всех остальных слоев;

$\mu$  - косинус угла рассеяния.

$$P_{nn} = 1 - \sum_{m \neq n}^N P_{nm}$$

Тогда:

$$\Delta P_{nm} = \frac{1}{2} \int_0^1 \left[ \frac{\partial F}{\partial t_n} dt_n + \frac{\partial F}{\partial t_m} dt_m + \frac{\partial F}{\partial t_o} dt_o + \frac{\partial F}{\partial t_r} dt_r \right] d\mu \quad (n \neq m) \quad (14)$$

$$\Delta P_{nn} = - \sum_{m \neq n}^N \Delta P_{nm}$$

Составляющие реактивности  $C$  и  $D$ , обусловленные изменением резонансной самоэкранировки при возмущении [3]:

$$C = -\frac{1}{X} \sum_{m=1}^N \sum_{\alpha \in m, j=1}^{26} \frac{\left[ \left[ \frac{\sum_{k=1}^{26} \chi_{\alpha}^k \varphi_m^{k+K}}{\varphi_m^{+j}} \nu^j - 1 \right] \bar{\sigma}_{f\alpha m}^j (1-f_{f\alpha m}^{j2}) - \bar{\sigma}_{c\alpha m}^j (1-f_{c\alpha m}^{j2}) \right]}{2(\sigma_{o\alpha m}^j + \sigma_{p\alpha}^j)} \sigma_{o\alpha m}^j \chi_m N_{\alpha m} \varphi_m^j \varphi_m^{+j}, \quad (15)$$

$$D = \frac{1}{X} \sum_{m=1}^N \sum_{\alpha \in m, j=1}^{26} \frac{\left[ \left[ \frac{\sum_{k=1}^{26} \chi_{\alpha}^k \varphi_m^{k+K}}{\varphi_m^{+j}} \nu^j - 1 \right] \bar{\sigma}_{f\alpha m}^j (1-f_{f\alpha m}^{j2}) - \bar{\sigma}_{c\alpha m}^j (1-f_{c\alpha m}^{j2}) \right]}{2(\sigma_{o\alpha m}^j + \sigma_{p\alpha}^j)} \times$$

$$\times \sum_{\beta \neq \alpha} \left[ \chi_m \varphi_m^j \varphi_m^{+j} \sum_{\beta \in m} \bar{\sigma}_{t\beta n}^j N_{\beta m} + \frac{N_{\alpha m} \chi_m}{\sum_{n=1}^N N_{\alpha n} \chi_n} \left( \frac{\sigma_{o\alpha m}^j}{\sigma_{o\alpha}^j} \right) \sum_{n \neq m} \chi_n \varphi_n^j \varphi_n^{+j} \sum_{\beta \in n} \bar{\sigma}_{t\beta n}^j N_{\beta n} \right], \quad (16)$$

где  $\sigma_{\alpha m}^j, \sigma_{\alpha}^j$  - сечения разбавления  $\alpha$  в слое  $m$  и в гомогенной среде;

$\sigma_{p\alpha}^j$  - потенциальное сечение элемента  $\alpha$ ;  
 $f_{c\alpha m}^j, f_{f\alpha m}^j$  - факторы резонансной самоэкранировки элемента  $\alpha$  в слое  $m$  по реакциям захвата и деления.

$N_{\alpha m}$  - концентрация элемента  $\alpha$  в слое  $m$ .

Данная модель расчета составляющих  $C$  и  $D$  соответствует равномерному изменению концентрации элементов во всех слоях.

Таким образом, для гетерогенной критической среды ( $K_{эф}^{гет}=1$ ) получаем:

$$K_{гет}^+ = \frac{\sum_{n=1}^N x_n \sum_{j=1}^{26} \nu_n^j \sum_{f,n}^j \varphi_n^j \sum_{i=1}^{26} \chi_n^j \varphi_n^{j+i}}{\sum_{n=1}^N x_n \sum_{j=1}^{26} \left[ \sum_{tr,n}^j \varphi_n^{+j} - \sum_{sn}^j \varphi_n^{+j} \right] \varphi_n^{j+G+C+D}}, \quad (17)$$

и величина  $\Delta K_{гет}^+$  определяется как:

$$\Delta K_{гет}^+ = K_{гет}^+ - K_{гом}^+ \quad (18)$$

В гомогенном пределе, как известно, величины  $G, C$  и  $D$  обращаются в нуль, а выражение (17) переходит в (6).

В качестве анализируемых критсборок был выбран рядборок с  $K_{\infty} \cong 1$ . Такой подбор был сделан для сравнения полученных результатов с результатами расчетов, проделанных в работе [4]. Сводная таблица результатов приведена ниже, где в колонке 1 даны расчетные величины  $\Delta K_{гет}^+$  без учета вклада составляющих  $G, C$  и  $D$ ; в колонке 2 показан вклад составляющей  $G$  в величину  $\Delta K_{гет}^+$ ; в колонке 3 - суммарный вклад составляющих  $C$  и  $D$ , в колонке 4 - полная величина  $\Delta K_{гет}^+$ .

В заключение по итогам изложенного материала можно сказать:

1) результаты расчетов, проведенных по изложенной в работе методике показали, что внесение поправки на гетерогенность в величину  $K_{\infty}$  как  $\Delta K_{эф}$  некорректно, особенно когда имеется большая гетерогенность по основному топливному изотопу (борки БФС-35-3, БФС-38 (1 и 2), БФС-41);

2) необходимо также отметить, что изменение резонансной самоэкранировки при возмущении дает заметный вклад в величину  $\Delta K_{гет}^+$  (борки БФС-41 и КБР).

Расчет гетерогенных поправок с помощью различных программ

Сборки	$K_{\infty}$		$\Delta K_{\text{эф}} \cdot 100\%$		$\Delta K_{\text{гет}}^+ \cdot 100\%$			
	ВПС $V_j$	НЕЕРС	ВПС $V_j$	НЕЕРС	НЕЕРС			
					1	2	3	4
БФС-33-1	0,945	0,946	0,11	0,18	0,05	-0,04	-0,38	-0,37
БФС-33-3	0,945	0,946	-0,22	0	0	-0,01	-0,27	-0,28
БФС-35-1	0,958	0,956	0,23	0,15	0,34	0	-0,05	0,29
БФС-35-3	0,966	0,966	1,06	0,68	1,52	0,04	-0,05	1,51
БФС-38-1	0,934	0,940	1,69	1,42	2,82	0	0,02	2,80
БФС-38-2	0,928	0,934	1,53	1,40	2,86	0,02	0,02	2,90
БФС-41	0,974	0,976	1,10	1,29	2,55	0,01	-0,79	1,77
КБР-9	1,067	1,047	-1,51	-1,06	-1,83	-0,03	0,86	-1,00
КБР-11	1,018	1,007	3,10	2,60	2,71	0,02	0,62	3,35
КБР-12	0,955	0,953	3,40	3,26	2,86	0,01	0,58	3,45

Расчеты настоящей работы выполнены на основе констант БНАБ-78 [5].

Список литературы

1. Голубев В.И., Исачин С.И., Казанский Ю.А. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1978. Вып.1(28). С.41.
2. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. М.: Атомиздат, 1979.
3. Дулин В.А. //Атомная энергия. 1989. Т.66. Вып.2. С.79.
4. Безбородов А.А., Дулин В.А., Коробейников В.В. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып. 3. С.41.
5. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
6. Савоськин М.М., Морозова Т.Б., Новиковская Е.Н. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1984. Вып. 6 (43). С. 44.
7. Tone T. //Journ. of Nucl. Sci. and Technology. 1975. V.12. P.467.

Статья поступила в редакцию 16.06.89 г.

---

## КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИИ

---

УДК 539.170.012

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ  $(p, n)$  РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{204}\text{Pb}$ ,  
 $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  И ПЛОТНОСТЬ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Б. В. Журавлев, Н. С. Бирюков, А. П. Руденко, Н. Н. Титаренко, В. И. Трыкова

NEUTRON SPECTRA FROM THE  $(p, n)$  REACTIONS ON THE  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  NUCLEI AND NUCLEAR LEVEL DENSITY. Neutron spectra from the  $(p, n)$  reaction on the  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  nuclei have been measured at the proton energy of  $6.95 \pm 0.15$  MeV. The experimental data together with the data obtained earlier at  $E = 11$  MeV on the  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  nuclei have been analyzed within the framework of a statistical nuclear reaction theory using the generalized model of a superfluid nucleus for the nuclear level density. The absolute nuclear level density has been determined in a wide range of excitation energies.

### ВВЕДЕНИЕ

МАГАТЭ учредило с 1986 г. согласованную исследовательскую программу "Измерение и анализ дважды дифференциальных сечений эмиссии нейтронов в  $(p, n)$  и  $(\alpha, n)$  реакциях" с целью получения информации о плотности ядерных уровней, в рамках которой Физико-энергетический институт проводит исследование  $(p, n)$  реакции на деформированных и околomagических ядрах.

В отчетах МАГАТЭ по соглашениям 4322/RO/CF и 4322/R1/CF нами были представлены результаты измерений и анализа в рамках статистической теории нейтронных спектров из  $(p, n)$  реакции на ядрах  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  при энергии протонов 11 МэВ. Как продолжение этих исследований в настоящей работе выполнены измерения нейтронных спектров на ядрах  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  при  $E_p = 6,95 \pm 0,15$  МэВ и анализ их в рамках статистической теории. Совместный анализ данных при обеих

энергиях протонов позволили определить абсолютную плотность ядерных уровней в широком диапазоне энергии возбуждения.

#### ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения выполнены на спектрометре нейтронов по времени пролета на 150 см циклотроне ФЭИ [1]. Указанная энергия протонов получена в режиме ускорения молекулярного водорода при частоте ускоряющего напряжения 8,9 МГц. В качестве мишеней использовались металлические фольги толщиной 13,66; 18,90; 21,87; 13,20 мг/см<sup>2</sup> соответственно для <sup>165</sup>Ho (99,9%), <sup>207</sup>Pb (93,2%), <sup>208</sup>Pb (98,3%) и <sup>209</sup>Pb (99,8%). Средний ток на мишени составлял 1 мкА. Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором на основе кристалла стибьена (Ø70 мм, h 50 мм) и ФЭУ-30 с идентификацией нейтронов и  $\gamma$ -лучей по принципу раздельного интегрирования компонент заряда [2]. Эффективность детектора определялась измерением спектра мгновенных нейтронов деления <sup>252</sup>Cf методом времени пролета с регистрацией осколков деления быстрой ионизационной камерой [3]. В качестве эталонного спектра использовалась рекомендация NBS [4].

Разрешающая способность спектрометра, определенная по ширине  $\gamma$ -пика на полувысоте, составляет 1,4 нс/м при пролетной базе 2,5 м. Ширина канала временного анализатора - 0,89 нс. Минимальная энергия нейтронов в спектрах - 0,65 МэВ.

Процедура измерения спектра нейтронов заключалась в измерении с мишенью и без нее на одинаковый поток протонов, регистрируемый интегратором тока с цилиндром Фарадея в качестве токоприемника. Аппаратурные спектры измерений на <sup>165</sup>Ho представлены на рис.1. Фон мал по величине и практически некоррелирован во времени. Для <sup>165</sup>Ho и <sup>209</sup>Pb спектры измерялись в интервале углов 75°-150° через 15°. Как видно из рис.2, спектры измеренные под разными углами на <sup>165</sup>Ho, совпадают в пределах ошибок измерения. В реакциях с большим значением  $Q_{p,n}$  угловое распределение должно быть тем более изотропно. Поэтому для <sup>207</sup>Pb и <sup>208</sup>Pb измерения выполнены только под углом 105°. Ошибки в величине измеренных сечений эмиссии нейтронов определены с учетом следующих факторов:

1. Статистическая погрешность измерения - изменялась от 1,5 % при  $E_n = 1$  МэВ до 20 % при максимальных энергиях.
2. Погрешность определения абсолютной эффективности детектора нейтронов - (3±5)%.

3. Ошибка измерения потока протонов, падающих на мишень - 3%.

4. Ошибка определения числа ядер мишени - 2 %.

5. Погрешности, связанные с калибровкой спектрометра <2%.

Интегральные спектры нейтронов представлены на рис.3÷7.

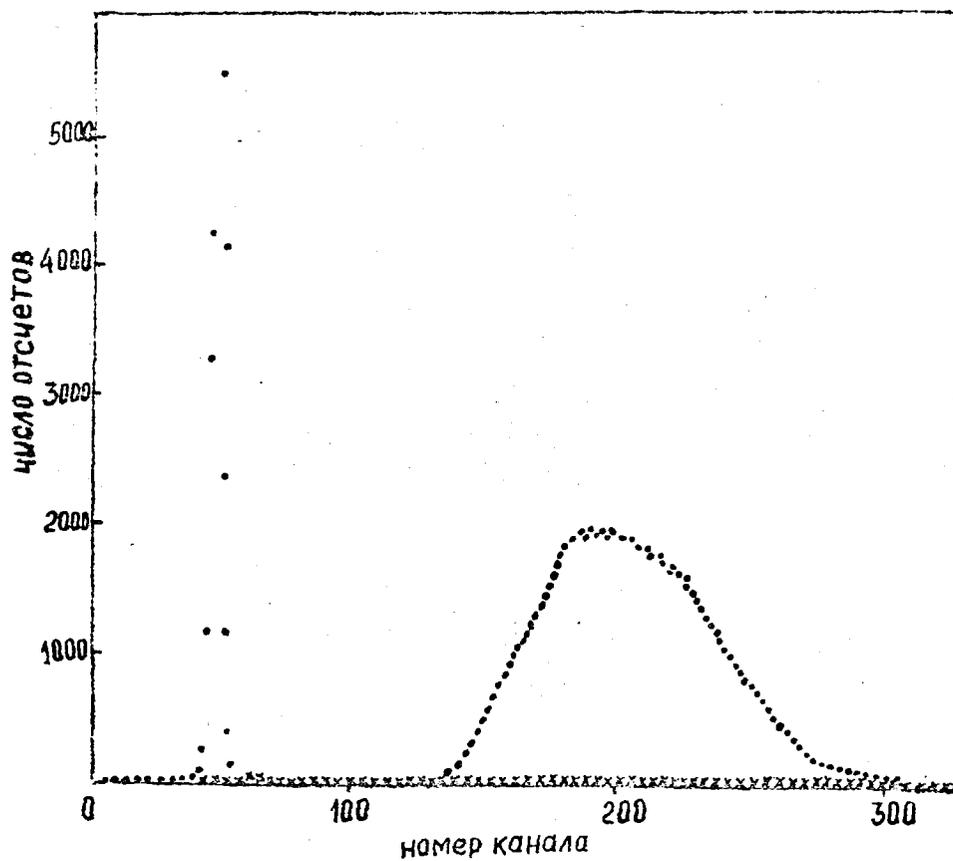


Рис.1. Аппаратурные спектры из реакции  $^{165}\text{Ho}(p,n)$ ,  $\theta=105^\circ$ :

• - эффект+фон, x - фон

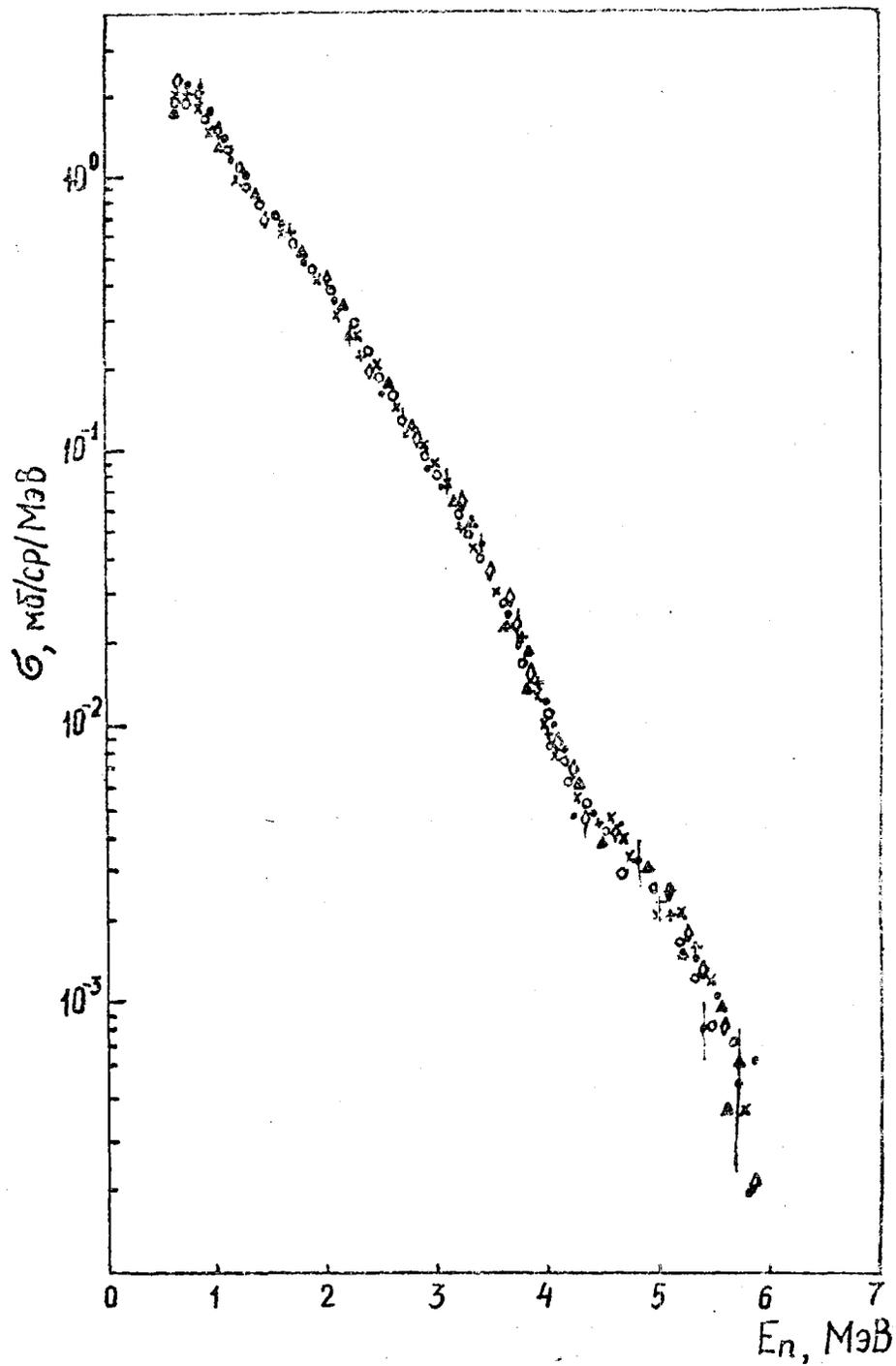


Рис. 2. Спектры нейтронов из реакции  $^{165}\text{Ho}(p,n)$ ,  
 $E_p = 6,95 \text{ МэВ}$ :  
 $\bullet$  -  $75^\circ$ ,  $\times$  -  $90^\circ$ ,  $\circ$  -  $105^\circ$ ,  $\blacktriangle$  -  $120^\circ$ ,  
 $+$  -  $135^\circ$ ,  $\blacklozenge$  -  $150^\circ$

## РАСЧЕТ

Анализ измеренных спектров проводился в рамках формализма Хаузера-Фешбаха с плотностью ядерных уровней по модели сверхтекучего ядра с учетом оболочечных эффектов и вклада коллективных мод [5,6].

$$\rho(U, J) = \rho_{\text{БКШ}}(U, J) \cdot K_{\text{виб}}(U) \cdot K_{\text{рот}}(U), \quad (1)$$

$$K_{\text{рот}} = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер} \\ F_{\perp} \cdot t & \text{для деформированных ядер} \end{cases} \quad (2)$$

$$K_{\text{виб}} = \exp \left\{ \sum_i (2\lambda_i + 1) \left[ (1 + \bar{n}_i) \cdot \ln(1 + \bar{n}_i) - \bar{n}_i \cdot \ln \bar{n}_i \right] - \sum_i (2\lambda_i + 1) \cdot w_i \cdot \bar{n}_i / t \right\}, \quad (3)$$

где  $F_{\perp}$  - перпендикулярный момент инерции,

$w_i$  - энергии вибрационных состояний,

$\lambda_i$  - кратности вырождения,

$\bar{n}_i$  - заселенности вибрационных возбуждений при заданной температуре  $t$ .

$$\bar{n}_i = \frac{\exp \left[ - \frac{C_v \cdot (w_i^2 + 4\pi^2 t^2)}{w_i} \right]}{\exp(-w_i/t) - 1}, \quad (4)$$

$C_v$  - константа вибрационного увеличения плотности уровней.

Плотность ядерных уровней в модели сверхтекучего ядра можно представить в виде:

$$\rho_{\text{БКШ}} = \frac{(2J+1)}{2\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{\text{эф}}^3 \cdot \text{Det}^{1/2}} \cdot \exp \left\{ S - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma_{\text{эф}}^2} \right\}. \quad (5)$$

Связь энтропии  $S$ , предэкспоненциального множителя  $\text{Det}$  и других термодинамических функций с энергией возбуждения определяется уравнениями состояния сверхтекучей модели ядра [5]. Основными параметрами модели являются корреляционная функция  $\Delta_0$  и параметр плотности уровней  $a$ . Выше критической точки уравнения сверхтекучей модели отличаются от уравнений модели ферми-газа только сдвигом энергии возбуждения на энергию конденсации ( $E_{\text{конд}} = \frac{3}{2\pi^2} \cdot a \cdot \Delta_0^2$ ).

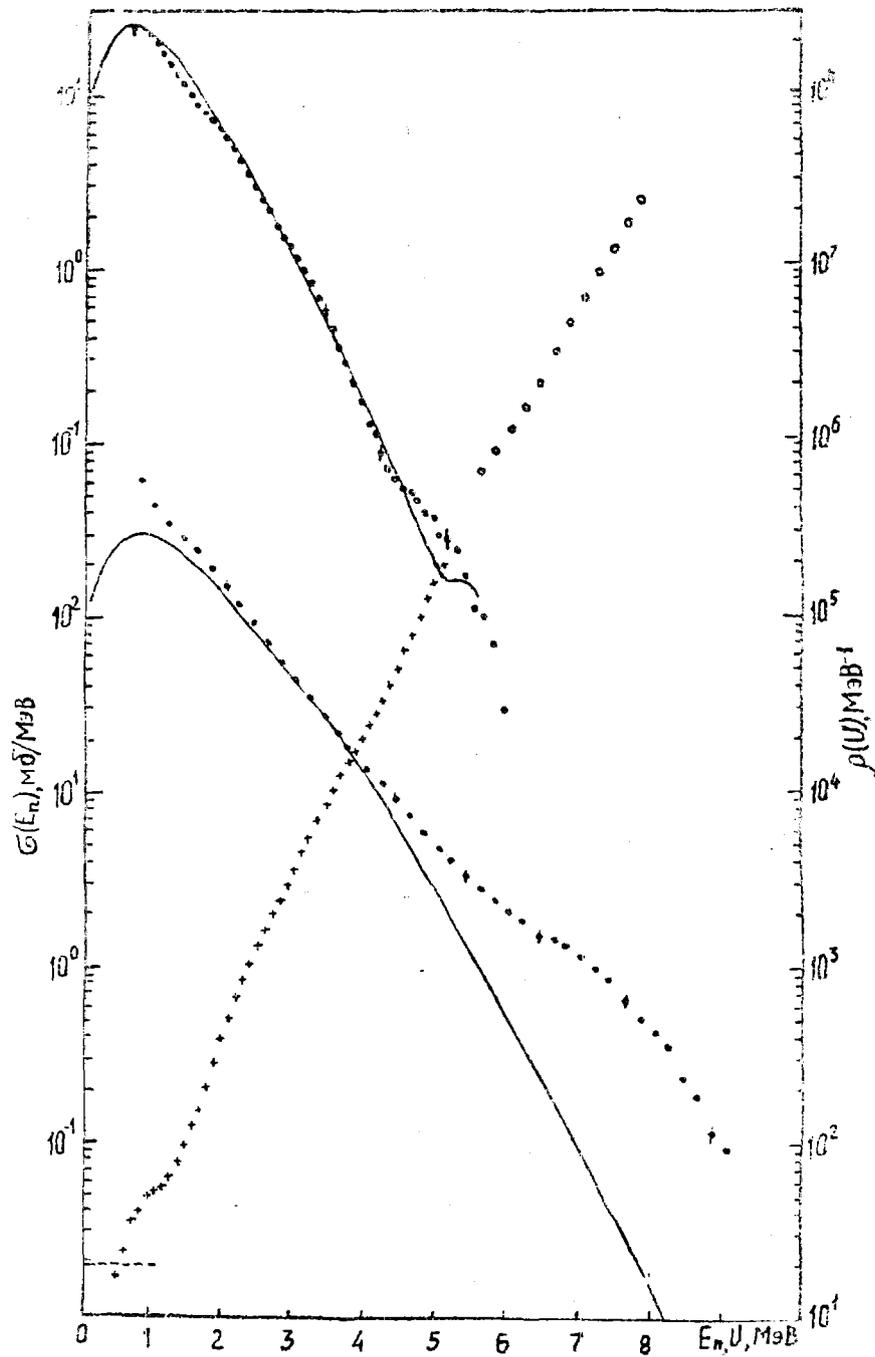


Рис. 3. Интегральные спектры нейтронов из реакции  $^{165}\text{Ho}(p, n)^{165}\text{Er}$  при  $E_p = 6,95$  МэВ (вверху) и

11,2 МэВ (внизу).

Кривые - расчет; + и o - абсолютная плотность уровней (шкала справа), определенная из данных при  $E_p = 6,95$  МэВ и 11,2 МэВ соответственно.

Горизонтальная пунктирная линия показывает плотность уровней внизу согласно схеме уровней [10].

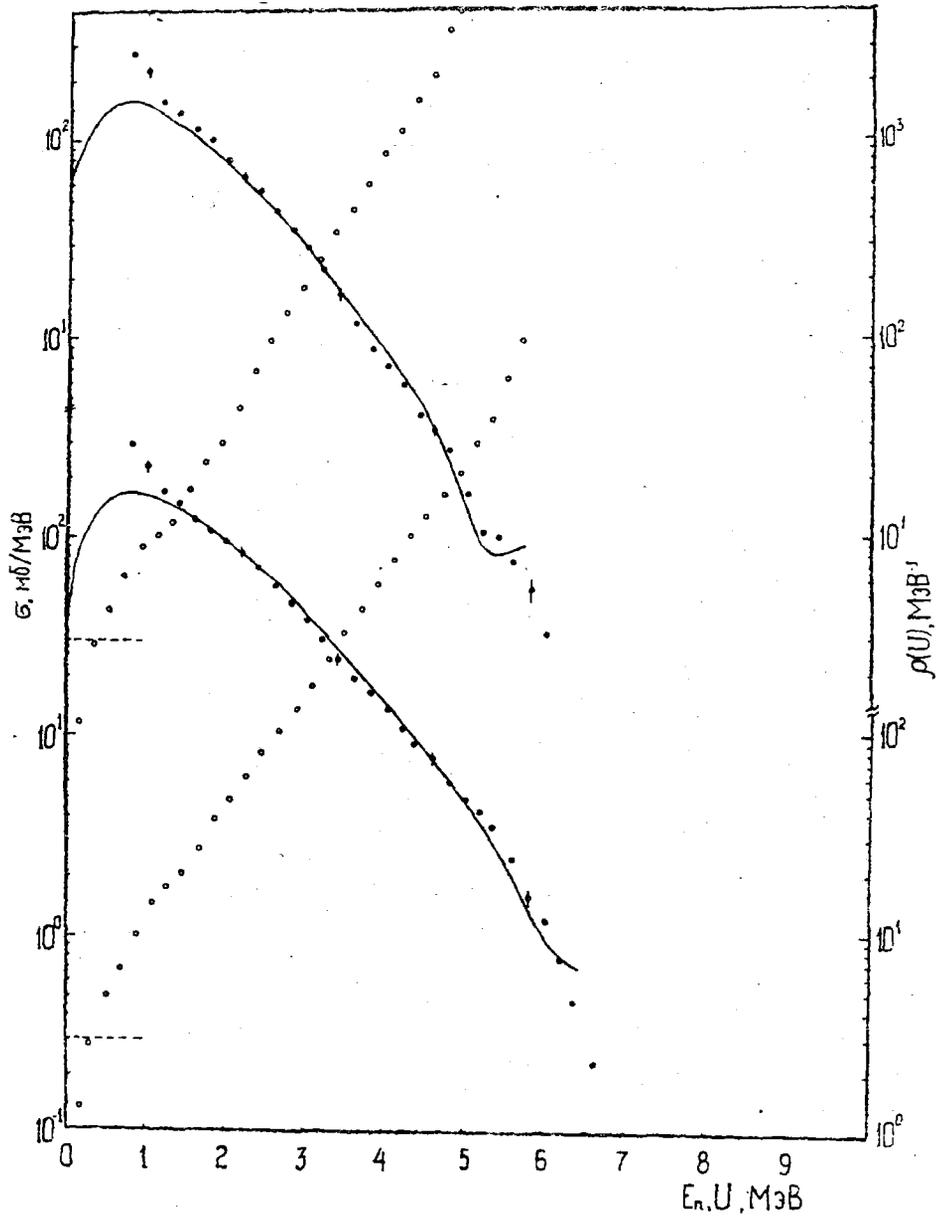


Рис. 4. Интегральные спектры нейтронов из реакции  $^{204}\text{Pb}(p,n)^{204}\text{Bi}$  (вверху) и  $^{206}\text{Pb}(p,n)^{206}\text{Bi}$  (внизу) при  $E_p = 11,2$  МэВ. Обозначения те же, что и на рис. 3.

Для учета оболочечных эффектов авторы работы [5] предложили использовать эмпирическую зависимость параметра  $a$  от энергии возбуждения и оболочечной поправки в энергии связи ядер  $\delta W(Z, A)$ .

$$a(U, Z, A) = \begin{cases} \tilde{a} \cdot \left[ 1 + \left[ 1 - \exp(-\gamma \cdot U_{\text{эф}}) \right] \cdot \frac{\delta W(Z, A)}{U_{\text{эф}}} \right] & \text{для } U > U_{\text{кр}} \\ a_{\text{кр}}(U_{\text{кр}}, Z, A) & \text{для } U \leq U_{\text{кр}} \end{cases} \quad (6)$$

Четно-нечетные различия термодинамических функций определяются сдвигом энергии основного состояния.

$$U = U_{\text{эф}} + \begin{cases} 0 & \text{для четно-четных ядер} \\ \Delta_{\circ} & \text{для нечетных ядер} \\ 2\Delta_{\circ} & \text{для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases} \quad (7)$$

Корреляционная функция для однокомпонентного списания определялась через  $\Delta_{\text{OZ}}$  и  $\Delta_{\text{ON}}$  [7] следующим образом:

$$\Delta_{\circ} = \frac{\sqrt{\Delta_{\text{ON}}^2 + \Delta_{\text{OZ}}^2 \cdot (Z/N)^{1/3}}}{\sqrt{1 + (Z/N)^{1/3}}} \quad (8)$$

Все расчеты в рамках оптикостатистического подхода выполнены по программе СМТ-80 [8]. При энергиях возбуждения ниже  $U_{\text{с}}$  рассчитывались переходы на дискретные уровни ядра. Полученные сечения для сопоставления с экспериментальными данными усреднялись по энергии возбуждения в соответствии с нормальным законом. Дисперсия распределения соответствовала энергетическому разрешению спектрометра. Для расчета спектров эмиссии частиц выше  $U_{\text{с}}$  вся область энергии возбуждения разбивалась с равномерным шагом ( $\approx 0,2$  МэВ) на ряд квазиуровней. Предполагалось, что на каждом отрезке имеется до 30 различных по спину состояний одной четности и столько же другой с вероятностью  $\rho(U, J)$ . В дальнейшем такие квазиуровни обрабатывались программой как обычные дискретные состояния ядра с эффективными коэффициентами проницаемости. Расчеты проводились с использованием глобальных систематик оптического потенциала, полученных в работах [9, 10].

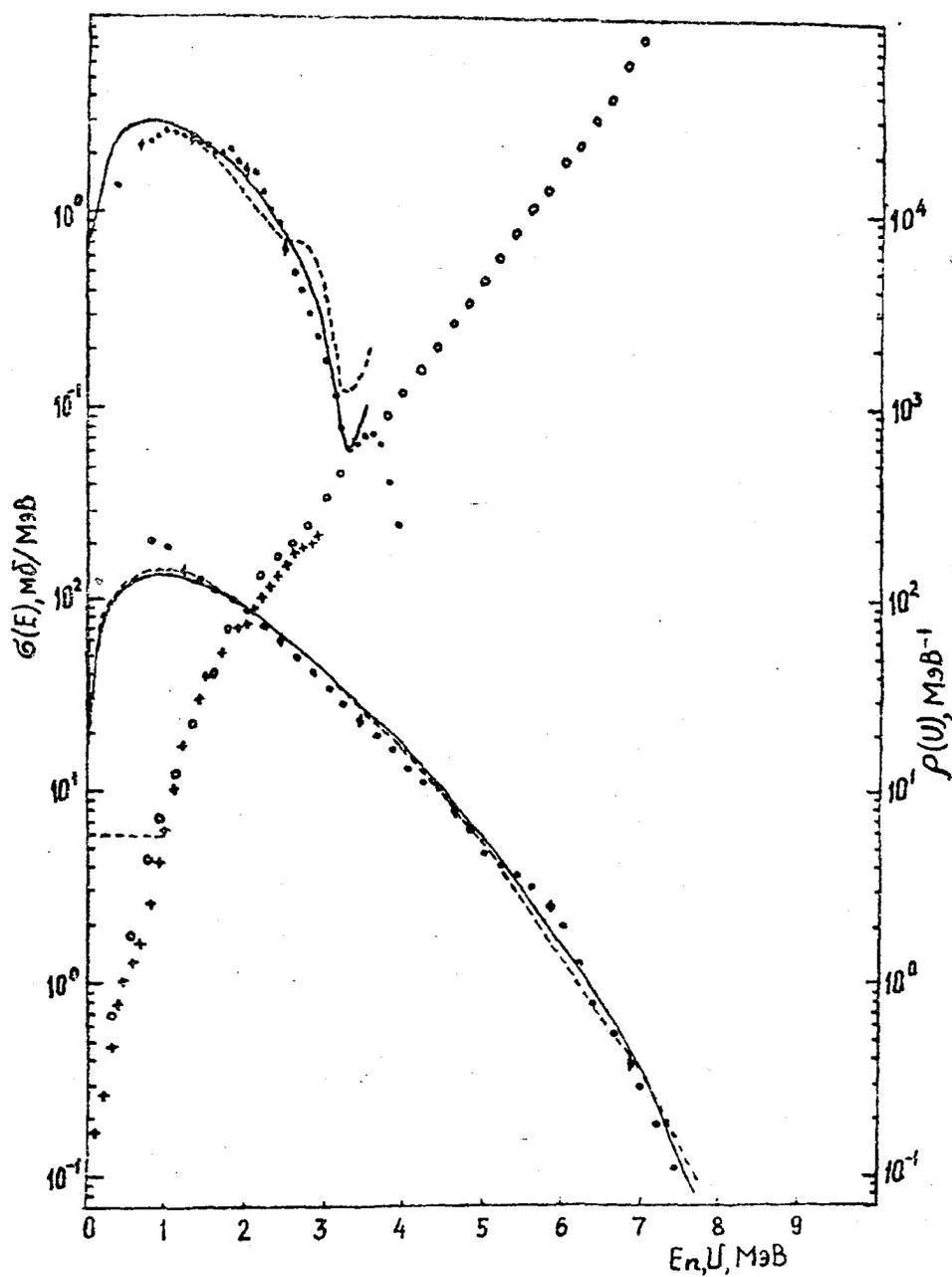


Рис. 5. Интегральные спектры нейтронов из реакции  $^{207}\text{Pb}(p,n)^{207}\text{Bi}$  при  $E_p = 6,95$  МэВ (вверху) и 11,2 МэВ (внизу).  
Кривые - расчет: ----- - модель сверхтекучего ядра,  
— - модель ферми-газа с "обратным" смещением  
( $a=12,5$  МэВ $^{-1}$ ,  $\Delta=-0,9$  МэВ)

В обобщенной модели сверхтекучего ядра, как видно из соотношений (1÷8), довольно много параметров  $\tilde{a}$ ,  $\Delta_0$ ,  $\delta W$ ,  $\gamma$ ,  $C_V$ ,  $w_i$ . Однако, некоторые из них могут быть определены на основе независимых экспериментальных данных. В работах [5,6] значения  $\tilde{a}$  получены из анализа экспериментальных данных о  $\rho(B_n, J)$ :

$$\tilde{a} = 0,0931 \text{ A} \quad (9)$$

Корреляционные функции для протонной  $\Delta_{0Z}$  и нейтронной  $\Delta_{0N}$  систем определены на основе экспериментов по разностям масс ядер в работе [7] и, согласно (8), вычисляется  $\Delta_0$ .

Значения оболочечной поправки  $\delta W$  получены в работе [11] на основе экспериментальных данных по величине дефекта масс и его жидкокапельной составляющей. Для параметра  $\gamma$ , отражающего энергетическую зависимость параметра плотности ядерных уровней, в работе [5] рекомендуется значение  $0,064 \text{ МэВ}^{-1}$  и в работе [12] -  $0,4/A^{1/3} \text{ МэВ}^{-1}$ . Обе эти рекомендации получены на основании анализа данных по плотности нейтронных резонансов  $\rho(B_n, J)$ , охватывающих довольно узкий интервал энергий возбуждения, и относятся к усредненному по  $A$  описанию. Значения энергии первых вибрационных состояний  $w_i$  и коэффициента усиления  $C_V$  для нечетных и нечетно-нечетных ядер, исследуемых в данной работе, также могут значительно отличаться от рекомендаций, основанных на четно-четных ядрах. Поэтому в расчетах эти параметры ( $\gamma, w_i, C_V$ ) варьировались в процессе поиска согласия с измеренными спектрами нейтронов.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3÷7 показаны спектры нейтронов из  $(p, n)$  реакции на ядрах  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ , измеренные нами при энергиях протонов 6,95 и 11,2 МэВ, и результаты расчетов с параметрами, представленными в таблице. Сначала расчеты выполнялись для  $E_p = 6,95 \pm 0,15 \text{ МэВ}$ , так как вкладом неравновесных процессов при этой энергии можно пренебречь. Согласие абсолютных значений сечений достигалось вариацией энергии протонов в пределах ее неопределенности. Наблюдается удовлетворительное описание спектров из  $(p, n)$  реакции на ядрах  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ . Для  $^{207}\text{Pb}$  несколько лучшее согласие с экспериментом достигается для расчета с плотностью уровней по модели ферми-газа с параметрами

$a = 12,5 \text{ МэВ}^{-1}$ ,  $\Lambda = -0,9 \text{ МэВ}$ . С определенными при  $E_p = 6,95 \text{ МэВ}$  параметрами рассчитывались затем спектры нейтронов при  $E_p = 11,2 \text{ МэВ}$ . Сравнение рассчитанных и измеренных спектров для  $^{207}\text{Pb}$  и  $^{208}\text{Pb}$  показывает, что механизм  $(p, n)$  реакции на этих ядрах при  $E_p = 11,2 \text{ МэВ}$  кооперативный. Это дает основание предполагать такой же механизм и для реакций на  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{206}\text{Pb}$ , имеющих большее значение пороговой энергии  $Q_{p, n}$ , и определять из измеренных спектров параметры плотности ядерных уровней. С уменьшением  $Q_{p, n}$ , что соответствует увеличению энергии испускаемых нейтронов и энергии возбуждения ядер, в реакции на  $^{209}\text{Bi}$ , и в большей степени на  $^{165}\text{Ho}$ , в высокоэнергетической части спектров проявляется неравновесная эмиссия нейтронов.

Обсудим значения параметров плотности ядерных уровней, варьируемых в процессе поиска оптимального описания измеренных спектров нейтронов. Параметр  $\gamma$  для ядер  $^{165}\text{Er}$ ,  $^{204}\text{Bi}$  и  $^{206}\text{Bi}$  в хорошем согласии с рекомендацией [12], но в  $\approx 1,5$  раза меньше для  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Bi}$ ,  $^{209}\text{Po}$ , что соответствует более слабой энергетической зависимости параметра плотности ядерных уровней  $a$  для ядер, близких к дважды магическому (82, 126). Вибрационное усиление плотности уровней, вычисляемое согласно выражениям (3, 4), очень чувствительно к энергиям первых  $2^+$ -состояний, по которым имеется обширный экспериментальный материал для четно-четных сферических ядер. Для  $^{204}\text{Bi}$  и  $^{209}\text{Po}$  полученные значения  $w_2$  близки к известным для  $^{202}\text{Pb}$  (0,96 МэВ) и  $^{208}\text{Po}$  (0,66 МэВ), но для ядер  $^{206}\text{Bi}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Bi}$  вдвое меньше соответствующих значений для  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{206}\text{Pb}$ . Значения коэффициента вибрационного усиления  $C_v$  близки к рекомендации работы [6] ( $C_v = 0,005 A^{1/3} \text{ МэВ}^{-1}$ ), полученной из анализа наблюдаемых шириин гигантского квадрупольного изоскалярного резонанса.

Если в расчетах воспроизводятся измеренные сечения эмиссии нейтронов с возбуждением известных низколежащих уровней, то из сравнения рассчитанных и измеренных спектров можно определить абсолютную плотность ядерных уровней в широком диапазоне энергий возбуждения [15]:

$$\rho(U) = \rho(U)_{\text{модель}} \frac{(\frac{\partial \sigma}{\partial E})_{\text{н изм}}}{(\frac{\partial \sigma}{\partial E})_{\text{н рас}}} \quad (10)$$

Определенная согласно (10) абсолютная плотность ядерных уровней  $^{188}\text{Er}$ ,  $^{204}\text{Bi}$ ,  $^{206}\text{Bi}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Bi}$ ,  $^{209}\text{Po}$  как функция энергии возбуждения представлена на рис.3-7. Для всех ядер наблюдается согласие с данными по счету уровней при низких энергиях возбуждения, а для  $\text{Er}$  и с данными по средним расстояниям между нейтронными резонансами  $\bar{D}_0$  (см. таблицу). Ошибка определения абсолютной плотности ядерных уровней, таким образом, может быть оценена из достигнутой точности измерения величины  $\frac{\partial\sigma}{\partial E_n}/\sigma_{\text{ур}}$  ( $\approx 10+15\%$ ), и точности ее вычисления, обусловленной, в основном, неопределенностями нейтронного оптического потенциала ( $\approx 10\%$ ) и спиновой зависимости ( $\approx 7\%$ ). Исходя из этого, мы оцениваем точность определения абсолютной плотности уровней в ( $\approx 15+20\%$ ).

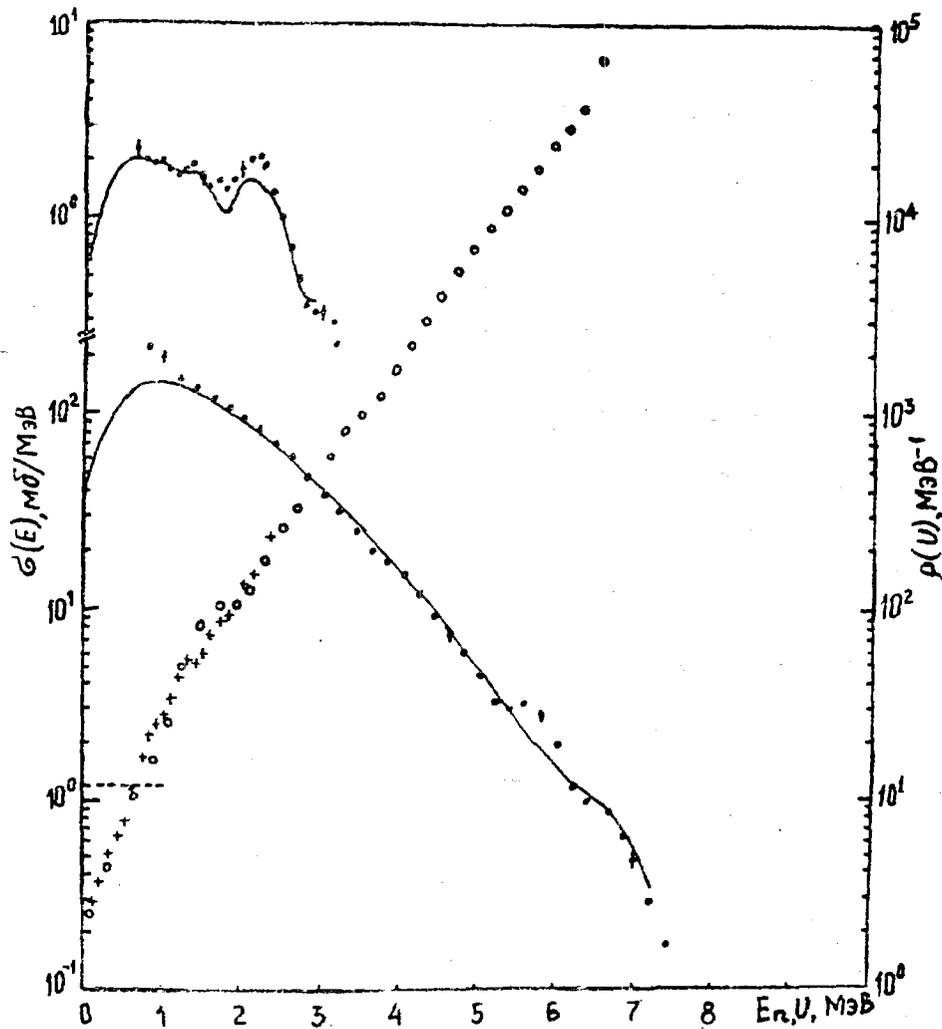


Рис.6. Интегральные спектры нейтронов из реакции  $^{208}\text{Fv}(p,n)^{208}\text{Bi}$  при  $E_p = 6,95$  МэВ (вверху) и  $11,2$  МэВ (внизу). Обозначения те же, что и на рис.3

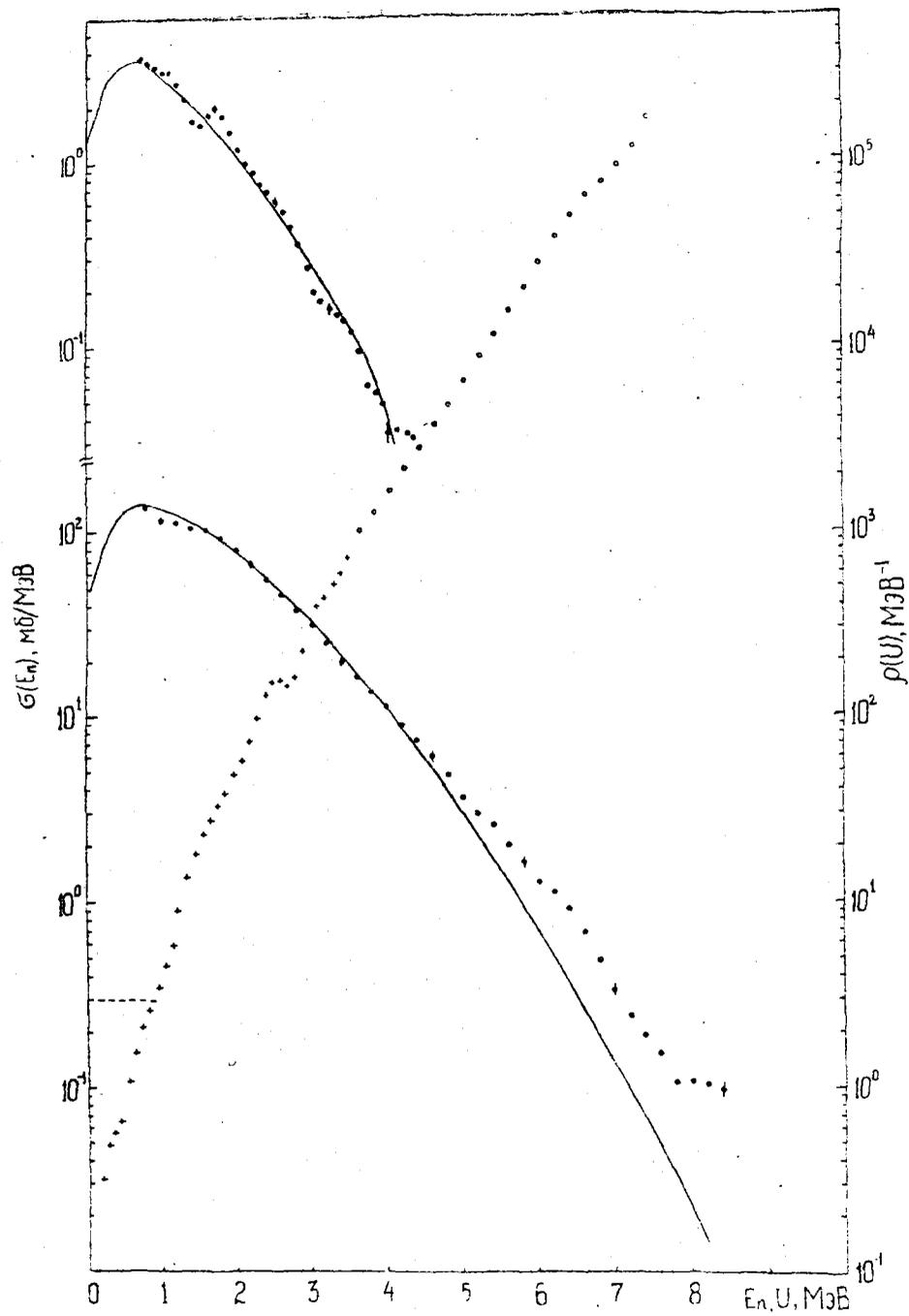


Рис. 7. Интегральные спектры нейтронов из реакции  $^{209}\text{Bi}(p,n)^{209}\text{Po}$  при  $E_p = 6,95$  МэВ (вверху) и 11,2 МэВ (внизу).

Обозначения те же, что и на рис. 3

Параметры обобщенной модели сверхтекучего ядра

Параметр Оста- точное ядро	О.П.	$U_c$ , МэВ	$N_{lev}$	$\tilde{a}$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\Delta_0$ , МэВ	$\delta W$ , МэВ	$\gamma$ , МэВ	$K_{вр}$	$C_V$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\omega_{2^+}$ , МэВ	$\omega_{3^-}$ , МэВ	$\bar{D}_0$ , эВ	$Q_{p,n}$ , МэВ
<sup>165</sup> Er	p [9] n [10]	0,92	20	15,40	1,04	-0,17	0,073	$\mathcal{F}_1 \cdot t$ ( $\beta = 0,3$ )	0,0300	0,50	1,00	$23^{+3}$ $22$ [13] [14]	-1,155
<sup>204</sup> Bi	p [9] n [9]	1,00	3	19,00	0,70	-8,65	0,070	1	0,0294	0,90	1,44	383	-5,177
<sup>206</sup> Bi	p [9] n [9]	1,00	3	19,18	0,58	-9,42	0,070	1	0,0295	0,45	1,43	753	-4,433
<sup>207</sup> Bi	p [9] n [9]	1,00	6	19,27	0,54	-9,96	0,050	1	0,0296	0,30	1,43	109	-3,188
<sup>208</sup> Bi	p [9] n [9]	1,00	12	19,36	0,47	-11,09	0,047	1	0,0296	0,35	1,42	313	-3,651
<sup>209</sup> Po	p [9] n [10]	1,00	3	19,46	0,62	-9,71	0,048	1	0,0250	0,50	1,42	1925	-2,675

## ВЫВОДЫ

Спектры нейтронов из  $(p, n)$  реакции на ядрах  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  измерены при энергии протонов  $6,95 \pm 0,15$  МэВ. Полученные экспериментальные данные, совместно с измеренными ранее при  $E_p = 11$  МэВ, проанализированы в рамках формализма Хаузера-Фешбаха с плотностью уровней по обобщенной модели сверхтекучего ядра. Определены параметры плотности уровней, соответствующие оптимальному описанию измеренных спектров как в области дискретных уровней, так и континуума. Наблюдается ослабление энергетической зависимости параметра  $a$  для ядер, близких к дважды магическому  $(82, 126)$ , и понижение энергии первого вибрационного состояния  $w_{2^+}$  для  $^{206}\text{Bi}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Bi}$  по сравнению с соседними четно-четными  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{206}\text{Pb}$ . Из сравнения модельных вычислений с измеренными спектрами нейтронов определена абсолютная плотность ядерных уровней в широком диапазоне энергий возбуждения. Полученные результаты согласуются с данными по счету уровней внизу, а для  $^{165}\text{Er}$  и с данными по средним расстояниям между нейтронными резонансами.

## Список литературы

1. Барыба В.Я., Бирюков Н.С., Журавлев Б.В и др. Спектры и угловые распределения нейтронов из  $(p, n)$ -реакций: Препринт ФЭИ-910, Обнинск, 1979.
2. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В. //Приборы и техника эксперимента. 1983. Т.6. С.22.
3. Барыба В.Я., Корнилов Н.В. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Реакторостроение. 1977. Вып. 5(19). С.45.
4. Grundl J., Eisenhauer C. //NBS-493. 1977.
5. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. //Ядерная физика. 1979 .Т. 29. Вып. 4. С.875.

6. Грудзевич О.Т., Игнатюк А.В., Пляскин В.И. //Материалы 1-й Международной конференции по нейтронной физике. Киев, 1987. /М.: Наука. 1988. Т.2. С. 96.
7. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М.:Наука, 1971.
8. Титаренко Н.Н. Программа СМТ-80. Расчет сечений бинарных реакций в рамках статистической модели.: Препринт ФЭИ-1260. Обнинск, 1982.
9. Becchetti F.D., Greenless G.W. //Phys.Rev. 1969. V.182. P.1190.
10. Holmquist B., Wiedling T. //J.Nucl.Energy. 1973. V.27. P.543.
11. Meyers W.D., Swiatecki W.S. //Ark. Fysik. 1967. V.36. P.593.
12. Ramamurthy V.S. et al. //INDC-092/L. 1983. P.187.
13. Mughabghab S.F. //Neutron cross sections. 1984. V.1. Part B.
14. Dilg W., Schantl W., Vonach H. //Nucl.Phys. 1973. V.A217. P.269.
15. Vonach H. //INDC(USA)-092/L. 1983. P.247.
16. Lederer C.M., Shirley V.S. Tables of Isotopes. N.Y.: Wiley, 1978.

Статья поступила в редакцию 7 июня 1989 г.

ТОРМОЗНОЕ  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ МЕНЬШЕ 50 МэВ

А. С. Габелко, Б. С. Ишханов, В. И. Мокеев

BREMSSTRAHLUNG  $\gamma$ -RADIATION OF ELECTRONS WITH ENERGY BELOW 50 MeV. Calculations of spectrum and angular distribution of the bremsstrahlung have been made using the lowest order of the perturbation QED. Taking into account the contribution to the amplitude of the terms proportional to  $m_e$  ( $m_e$  is the rest mass of electron) allows to calculate spectra and angular distribution of bremsstrahlung for the total energy  $E \approx m_e$  and also the top bremsstrahlung spectrum. The comparison between recent results and Schiff's calculations have been made.

Для обработки фотоядерных экспериментов, создания защиты от электронных пучков и ряда других задач необходимы данные по спектрам и угловым распределениям тормозного  $\gamma$ -излучения, возникающего при прохождении пучка монохроматических электронов через вещество. Эта проблема включает в себя описание спектров и угловых распределений тормозных фотонов, формируемых монохроматическими электронами в поле атомов, а также учет эффектов, связанных с многократным взаимодействием электронов и поглощением тормозных фотонов в веществе. Наиболее простым является случай тонкой мишени, для которой можно пренебречь процессами многократного взаимодействия электронов и поглощения тормозных фотонов. Для тонких мишеней спектры и угловые распределения тормозных фотонов могут быть рассчитаны в рамках квантовой электродинамики (КЭД).

В КЭД процесс эмиссии тормозных фотонов электронами в поле атомов описывается совокупностью диаграмм Фейнмана, показанных на рис. 1. На диаграммах тонкие сплошные линии соответствуют

состояниям электрона, толстые - атома, волнистые - фотона. Диаграммы на рис. 1а описывают процессы формирования тормозных фотонов в нижнем неисчезающем порядке теории возмущений КЭД, диаграммы на рис. 1б учитывают вклады процессов более высокого порядка по  $Z\alpha$ , где  $Z, \alpha$  - атомный номер и заряд электрона, диаграммы на рис. 1в соответствуют радиационным поправкам к процессам на рис. 1а, б. Как показано в [7], вклады радиационных поправок в сечении не превышают 1-2% и в большинстве расчетов не учитываются, вклады диаграмм на рис. 1б возрастают с ростом атомного номера элемента  $Z$  и могут достигать  $\approx 10\%$ . Таким образом, описание формирования тормозного излучения электронами в поле атомов является весьма сложной задачей. Необходимо учесть вклады различных механизмов в этот процесс, а также влияние эффектов, обусловленных распределением заряда в атоме или ядре.

Можно выделить следующие подходы к описанию эмиссии тормозных фотонов электронами с энергией  $< 50$  МэВ. В работах [1-3] расчеты спектров и угловых распределений тормозных фотонов выполнены в нижнем неисчезающем порядке теории возмущений, что соответствует вкладу диаграмм на рис. 1а. Наиболее широко используемыми из них являются расчеты Шиффа [2]. В большинстве случаев обработка данных фотоядерных экспериментов, выполненных на тормозном луче, проводится с тормозными спектрами, рассчитанными Шиффом. В этих расчетах учитывается экранирование кулоновского поля ядра электронной оболочкой атома, но предполагается, что при эмиссии тормозных фотонов не происходит возбуждения атома и ядра (упругий процесс), пренебрегается эффектами отдачи атома. В работе [3] развит метод, позволяющий учесть как вклады неупругих процессов, так и эффекты отдачи. Однако в работах [1-3] расчеты спектров и угловых распределений выполнены в кинематической области, где энергия падающего электрона  $E$  и энергия электрона в конечном состоянии (электрона отдачи)  $E'$  много больше массы электрона  $m_e$ . В этих расчетах при вычислении амплитуды пренебрегались вклады слагаемых  $\approx m_e$ . Поэтому в случаях, когда энергия падающего электрона становится сравнимой с его массой  $E \approx m_e$ , а также для описания верхней границы тормозного спектра, где  $E' \approx m_e$ , использование результатов расчетов [1-3] становится необоснованным.

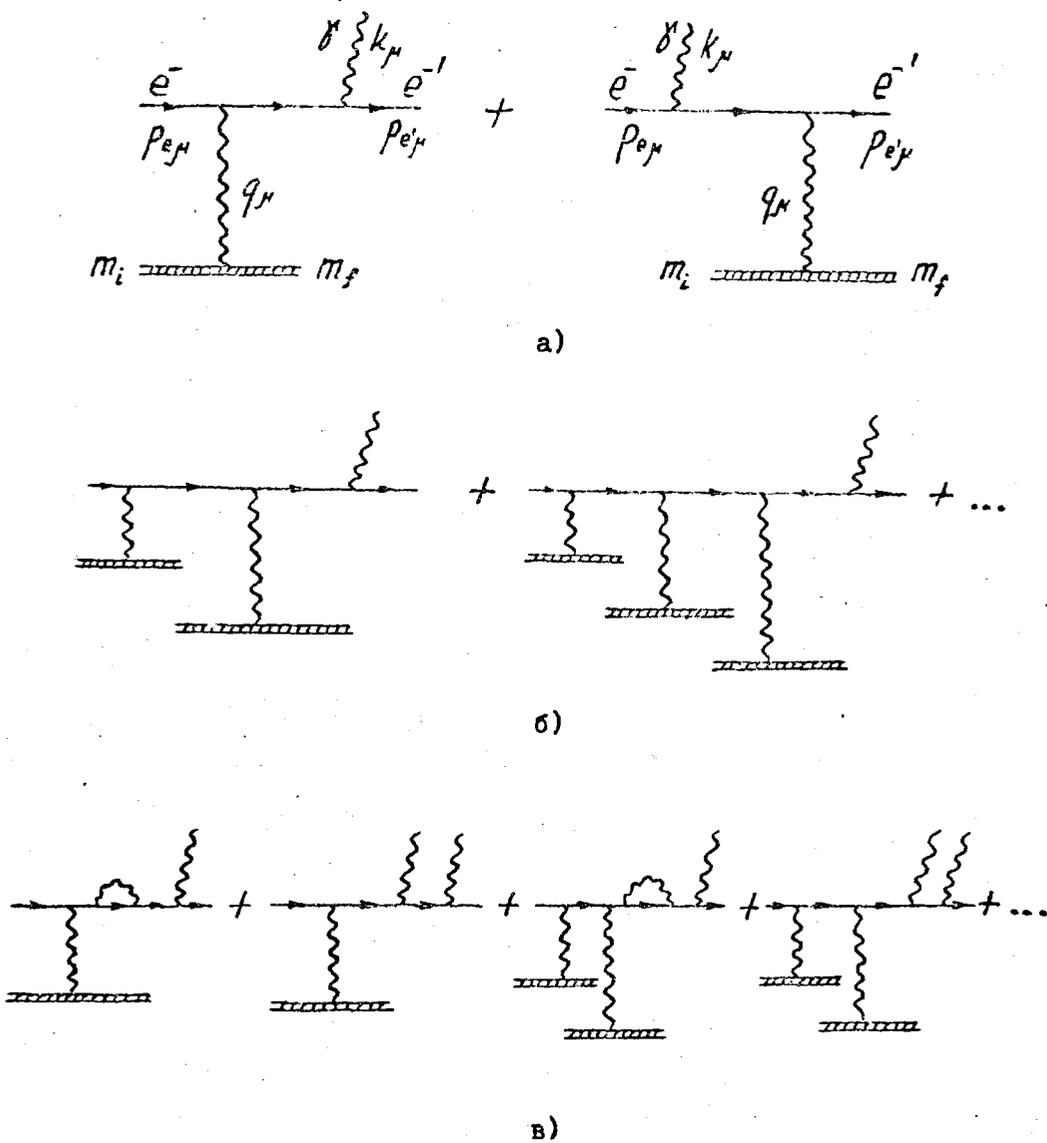


Рис.1. Диаграммы Фейнмана, описывающие процесс формирования тормозного излучения электронами в поле атомов: нижний неисчезающий порядок теории возмущений КЭД - (а), вклады в амплитуду более высоких порядков по  $Z\alpha$  - (б), радиационные поправки к амплитудам, показанным на рис. 1а, б - (в)

В работах [4-6] были предприняты попытки выйти за рамки нижнего порядка теории возмущений КЭД и учесть, наряду с диаграммами на рис.1а, вклад диаграмм на рис.1б. Эмиссия тормозного фотона рассматривалась как переход релятивистского электрона, движущегося в кулоновском поле атома, в состояние с меньшей энергией. Волновые функции начального и конечного состояний электрона вычислялись из решения уравнения Дирака методом парциальных волн. Однако, при использовании этого метода возникают большие трудности вычислений. Подобные расчеты, в основном, ограничены областью энергии падающего электрона  $< 2$  МэВ. Дальнейшее увеличение энергии падающего электрона приводит к необходимости учета столь большого числа парциальных волн, что возможности вычислительных ресурсов оказываются недостаточными. В настоящее время расчет тормозных спектров методом парциальных волн при энергиях падающих электронов  $< 2$  МэВ выполнен лишь для атомов  $Al$  и  $U$  и значений энергии электронов 5 и 10 МэВ [6]. Кроме того, не до конца ясно, в какой мере подобный подход учитывает вклад диаграмм, представленных на рис.1б.

Запуск ускорителей электронов непрерывного действия со средним током  $> 100$  мкА открывает широкие возможности исследования процессов взаимодействия фотонов с энергией  $< 10$  МэВ с атомами и ядрами. Для обработки данных таких экспериментов необходима информация о спектрах и угловых распределениях тормозных фотонов, формируемых электронными пучками с энергиями, сравнимыми с массой электрона. В настоящее время отсутствуют теоретические расчеты процессов эмиссии тормозных фотонов, результаты которых можно было бы использовать для надежного описания тормозного излучения в интервале энергий падающих электронов  $2 \div 10$  МэВ, являющимся переходной областью между ультрарелятивистским и нерелятивистским пределами.

Настоящая работа представляет собой начало исследований по дальнейшему развитию теоретического описания процессов тормозного излучения при прохождении электронных пучков через вещество. Выполнены расчеты спектров и угловых распределений тормозных фотонов для тонкой мишени в нижнем исчезающем порядке теории возмущений КЭД (диаграммы на рис.1а). В отличие от расчетов [1-3] в настоящей работе используется метод, в котором учитывается вклад

слагаемых, пропорциональных  $\approx m_e$ , в амплитуду процесса. Это дает возможность описывать эмиссию тормозных фотонов при энергиях электронов, сравнимых с массой, а также верхние границы тормозных спектров. В настоящих расчетах учитываются также эффекты отдачи атома, становящиеся заметными при испускании тормозных фотонов на углы  $\approx m_e/E$ , и в области верхней границы спектров тормозного излучения.

## МЕТОД РАСЧЕТА СПЕКТРОВ И УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Для описания эмиссии тормозных фотонов введем следующие кинематические переменные:<sup>1</sup>

- $p_{e\mu}$  - четырехимпульс падающего электрона с компонентами  $p_{e0} = E$ ,  
 где  $E$  - полная энергия падающего электрона,  $p_{e1,2,3} = \vec{p}$ ;  
 где  $\vec{p}$  - импульс падающего электрона;
- $p'_{e\mu}$  - четырехимпульс электрона отдачи  $e^{-1}$  (см. рис. 1а), имеющий  
 компоненты  $p'_{e0} = E'$  и  $p'_{e1,2,3} = \vec{p}'$ , где  $E$  и  $\vec{p}'$  - энергия и  
 импульс электрона отдачи;
- $m_e$  - масса электрона;
- $m_i$  - масса атома в начальном состоянии;
- $m_f$  - масса атома в конечном состоянии;
- $k_{\mu}$  - четырехимпульс испущенного  $\gamma$ -кванта с компонентами  $k_0 = E_{\gamma}$   
 $k_{1,2,3} = \vec{k}$ , где  $\vec{k}$ ,  $E_{\gamma}$  - импульс и энергия фотона.

Для квадрата, переданного атому четырехимпульса,  $q^2$  имеет соотношение:

$$q^2 = (p_{e\mu} - k_{\mu} - p'_{e\mu})^2 = 2m_e^2 - 2k_{\mu} p_{e\mu} - 2E'_s (E_{\gamma s} - E_s) + 2p'_s p_{is} \cos\theta_e, \quad (1)$$

где  $\theta_e$  - угол вылета электрона отдачи, величины  $E_s$ ,  $E'_s$ ,  $p_{is}$ ,  $p'_s$ ,  $E_{\gamma s}$  выражаются через введенные выше кинематические переменные:

<sup>1</sup> Если не оговорено, то используемые в расчетах переменные выражены в системе единиц  $\hbar=c=1$ .

$$\begin{aligned}
E'_s &= (u^2 + m_e^2 - m_f^2) / (2u); \\
E_s &= (k_{\mu} p_{\mu} - m_e^2 - E m_i) / u; \\
p'_s &= (E_s^2 - m_e^2)^{1/2}; \\
E_{\gamma s} &= (-1)(E_{\gamma} m_i + k_{\mu} p_{\mu}) / u; \\
p_{is} &= m_i (E_{\gamma}^2 + E^2 - 2|\vec{p}_e| \cdot |\vec{k}| \cos \theta_{\gamma})^{1/2} / u,
\end{aligned} \tag{2}$$

где  $\theta_{\gamma}$  - угол эмиссии тормозного  $\gamma$ -кванта. В произведениях вида  $a_{\mu} b_{\mu}$  подразумевается суммирование по  $\mu$ . Переменная  $u$  определяет отдачу на ядро и имеет вид:

$$u^2 = m_e^2 + m_i^2 + 2m_i(E - E_{\gamma}) - 2k_{\mu} \cdot p_{e\mu}. \tag{3}$$

Тормозное излучение может возникать как в упругих взаимодействиях, не приводящих к возбуждению атомов и ядер, так и в неупругих процессах. Возбуждение ядра или атома в неупругих взаимодействиях характеризуется переменной  $\Delta$ :

$$\Delta = (m_f^2 - m_i^2) / 2m_i. \tag{4}$$

В упругих реакциях  $\Delta=0$ , в неупругих взаимодействиях с ростом энергии возбуждения атома или ядра происходит увеличение  $\Delta$ . В выражение для дифференциального сечения испускания тормозных фотонов войдут следующие комбинации из кинематических переменных (1)-(4):

$$\begin{aligned}
H &= -m_e^2 \left\{ \frac{1}{2} q^2 (1 + 2E/m_i) + 2E^2 - 2E\Delta \right\}; \\
B &= -(2/k_{\mu} p_{e\mu}) \left\{ (m_e^2 + q^2/2) [(-1)2E(E_{\gamma} - E) + (q^2/2) \cdot ((2E - E_{\gamma}/m_i + 1) + \right. \\
&\left. + (E_{\gamma} - 2E)\Delta) - (q^2 E_{\gamma}^2/2) \right\} + (q^2/m_i) (m_i - E + E_{\gamma} - q^2/2m_i) - 2\Delta(\Delta + E_{\gamma} - E - q^2/m_i) + k_{\mu} p_{e\mu}; \\
D &= 1/(k_{\mu} p_{e\mu}); \tag{5}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
W &= E'_s - p'_s \cos \theta_e \cos \theta_k; \\
Y &= \left[ m_e^2 \sin^2 \theta_k + (p'_s \cos \theta_e - E' \cos \theta_k)^2 \right]^{1/2}; \\
C &= -(m_e^2 (k_{\mu} p_{e\mu})^2 \left\{ 2(-E_{\gamma} + E - \Delta - q^2/2m_i)(E - E_{\gamma}) + q^2/2 \right\} (k_{\mu} p_{e\mu})^{-1} \left\{ q^2 (1 + E/m_i) - 2E\Delta \right\}).
\end{aligned}$$

где угол  $\theta_k$  определяется выражением:

$$\cos \theta_k = (E_{\gamma s} - E_s) / p_{is} + k_{\mu} p_{e\mu} / (E_s p_{is}). \tag{6}$$

Спектры и угловое распределение тормозных фотонов определяются дважды дифференциальным сечением  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  эмиссии тормозных фотонов в интервале энергий от  $E_\gamma$  до  $E_\gamma + \partial E_\gamma$  и под углом  $\theta_\gamma$  к направлению импульсов падающих электронов. Как показано в работе [3], вычисленное согласно диаграммам на рис. 1а сечение  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma} \left[ \frac{\text{см}^2}{\text{стер} \cdot \text{ГэВ}} \right] = -\frac{\alpha^2}{2\pi} (0,19732)^2 \cdot 10^{-26} \cdot \frac{E_\gamma^2 E}{|\vec{p}|^3} \int_{-1}^{+1} \partial \cos \theta_e \cdot \int_{m_i^2}^{(u-m_e^2)} \partial m_f^2 \frac{|\vec{p}|^2}{\gamma E} \cdot \frac{|\vec{p}'|^2}{q^4} \cdot W_2(q^2, m_f^2) \cdot \left\{ W \frac{H}{Y^3 E_{\gamma s}^2} + \frac{B}{Y E_{\gamma s}} + C + D E_{\gamma s} W \right\}, \quad (7)$$

где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры  $1/137$ . Внешний интеграл в (7) представляет собой интегрирование по направлениям импульса электронов отдачи. Внутренний интеграл в (7) соответствует суммированию вкладов как упругих процессов, так и процессов, протекающих с возбуждением атома и ядра, для которых  $m_i^2 \neq m_f^2$ . Если ограничиться учетом вклада только упругого канала, для которого  $m_i^2 = m_f^2$ , интегрирование по  $\partial m_f^2$  снимается.  $W_2(q^2, m_f^2)$  - кулоновский форм-фактор для рассеяния электрона на атоме. Он может вычисляться теоретически или извлекаться из экспериментальных данных по рассеянию электронов. Для энергии электронов 50 МэВ величина  $q^2$  много меньше обратного квадрата радиуса ядра  $R_{\text{я}}^2$ . При таких  $q^2$  величина форм-фактора полностью определяется распределением электронов в атоме. Введение форм-фактора  $W_2(q^2, m_f^2)$  позволяет учесть экранирование кулоновского поля ядра электронной оболочкой атома.

В настоящих расчетах эффектами возбуждения атомов пренебрегается, форм-фактор  $W_2(q^2, m_f^2)$  аппроксимируется предложенной Шиффом зависимостью [2, 3]:

$$W_2(q^2, m_f^2) = 2m_1 \delta(m_f^2 - m_1^2) G_2^{e1}(q^2);$$

$$G_2^{e1}(q^2) = Z^2 \left[ a^4 q^4 / (1 + a^2 q^2)^2 \right]; \quad (8)$$

$$a = 184,15 \cdot (2,718)^{-1/2} Z^{-1/3} / m_e,$$

где  $Z$  - заряд ядра, в поле которого происходит формирование тормозного излучения,  $\delta(m_f^2 - m_1^2)$  - функция Дирака, снимающая интегрирование по  $\partial m_f^2$ . В (7) учитывается вклад членов  $\approx m_e$  в амплитуду процесса, а также эффекты отдачи атома. Это позволяет выполнить расчеты спектров и угловых распределений тормозных фотонов при энергии падающего электрона, сравнимой с его массой, а также описать верхние границы тормозных спектров.

На рис. 2+5 представлены результаты расчетов спектров и угловых распределений тормозных фотонов, формируемых электронами на изотопе  ${}_{78}^{194}\text{Pt}$ . Расчеты выполнены согласно (1)-(8). Созданная программа позволяет рассчитывать спектры тормозных фотонов, испускаемых под различными углами, для тонких мишеней любого заданного элементного состава. Толщина мишени должна быть такой, чтобы потери энергии электронами, а также поглощение тормозных фотонов были пренебрежимо малы. В выполненных расчетах также пренебрегается тормозным излучением электронов на электронах. Как показано в работе [7], вклад тормозного излучения электронов на электронах в сечение  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  пропорционален  $\approx 1/Z$  и для  $Z > 50$  оказывается менее 2%, что лежит в пределах точности аппроксимации форм-фактора (8). Расчеты проведены в предположении равномерного распределения атомов в мишени и не могут описывать эффектов, обусловленных упорядочением атомных структур (тормозное излучение в кристаллах, каналирование и др.).

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выполненные в настоящей работе расчеты спектров и угловых распределений тормозных фотонов сравниваются с расчетами Шиффа [2], показанными на рис. 2+5 пунктирными линиями. При энергии электронов  $E < 10$  МэВ расчеты Шиффа с точностью, лучшей  $\approx 4\%$ , воспроизводят экспериментальные результаты по спектрам тормозного

энергии электронов  $E=30,6$  МэВ наблюдается хорошее согласие результатов настоящего расчета спектров тормозных фотонов и расчетов Шиффа, за исключением тормозного спектра для угла эмиссии фотонов  $\theta_\gamma = m_e/E$ . Это свидетельствует об удовлетворительном описании в выполненных расчетах спектров тормозного излучения для энергий электронов много больших массы и углов эмиссии фотонов  $\theta_\gamma \ll m_e/E$ .

Для количественной оценки согласованности настоящего расчета и расчета Шиффа сравниваются интегралы от дифференциальных сечений  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$ , взятые по энергии  $E_\gamma$ . Результаты сравнения даны в таблице. Интегралы берутся по большому интервалу изменения энергии тормозных фотонов от  $E_0 \ll E_{\gamma \max}$  до  $E_{\gamma \max}$  и в области верхней границы спектра от  $E_{0t}$  до  $E_{\gamma \max}$ :

$$I_{(t)}^{P(Ш)} = \int_{E_0(E_{0t})}^{E_{\gamma \max}} \frac{\partial^2 \sigma^{P(Ш)}}{\partial \Omega \partial E_\gamma} dE_\gamma, \quad (9)$$

где  $E_{\gamma \max}$  - верхняя граница спектра тормозного излучения, нижние пределы интегрирования  $E_0$  и  $E_{0t}$  даны в таблице, при этом  $E_0 \ll E_{0t}$ .

$\frac{\partial^2 \sigma^{P(Ш)}}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$ ,  $I^{P(Ш)}$  - дифференциальные сечения эмиссии тормозных фотонов и интегралы от них для настоящего расчета (расчета Шиффа) соответственно. Различие результатов двух расчетов характеризуется величинами  $\delta$  и  $\delta_t$ , соответствующими средней величине расхождения результатов в широкой области изменения энергии тормозных фотонов от  $E_0$  до  $E_{\gamma \max}$  и в области верхней границы спектра от  $E_{0t}$  до  $E_{\gamma \max}$ :

$$\delta(\delta_t) = \frac{\int_{E_0(E_{0t})}^{E_{\gamma \max}} \left| \frac{\partial^2 \sigma^P}{\partial \Omega \partial E_\gamma} - \frac{\partial^2 \sigma^{Ш}}{\partial \Omega \partial E_\gamma} \right| dE_\gamma}{\int_{E_0(E_{0t})}^{E_{\gamma \max}} \frac{\partial^2 \sigma^{Ш}}{\partial \Omega \partial E_\gamma} dE_\gamma}. \quad (10)$$

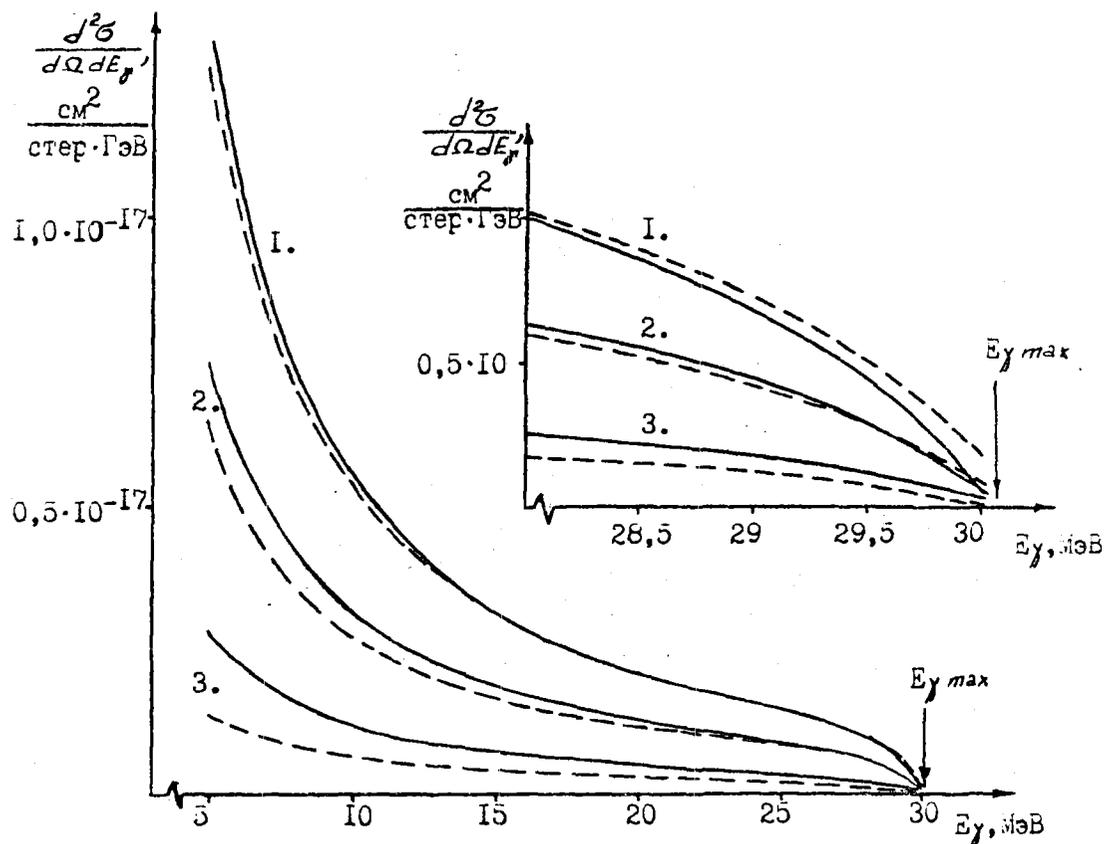


Рис. 2. Спектры тормозного излучения на изотопе  $^{194}_{78}\text{Pt}$  для энергии электронов 30,6 МэВ:

— — настоящий расчет, - - - - - расчет Шиффа. Линии: 1 — расчеты для угла эмиссии фотонов  $\theta_\gamma = 0$ ; 2 — для  $\theta_\gamma = \frac{\pi}{2E}$  рад =  $0,48^\circ$ ; 3 — для  $\theta_\gamma = \frac{\pi}{2E}$  рад =  $0,96^\circ$ .  $E_{\gamma\text{max}}$  — верхняя граница спектра тормозного излучения. На вставке приведены результаты расчетов спектров вблизи верхней границы

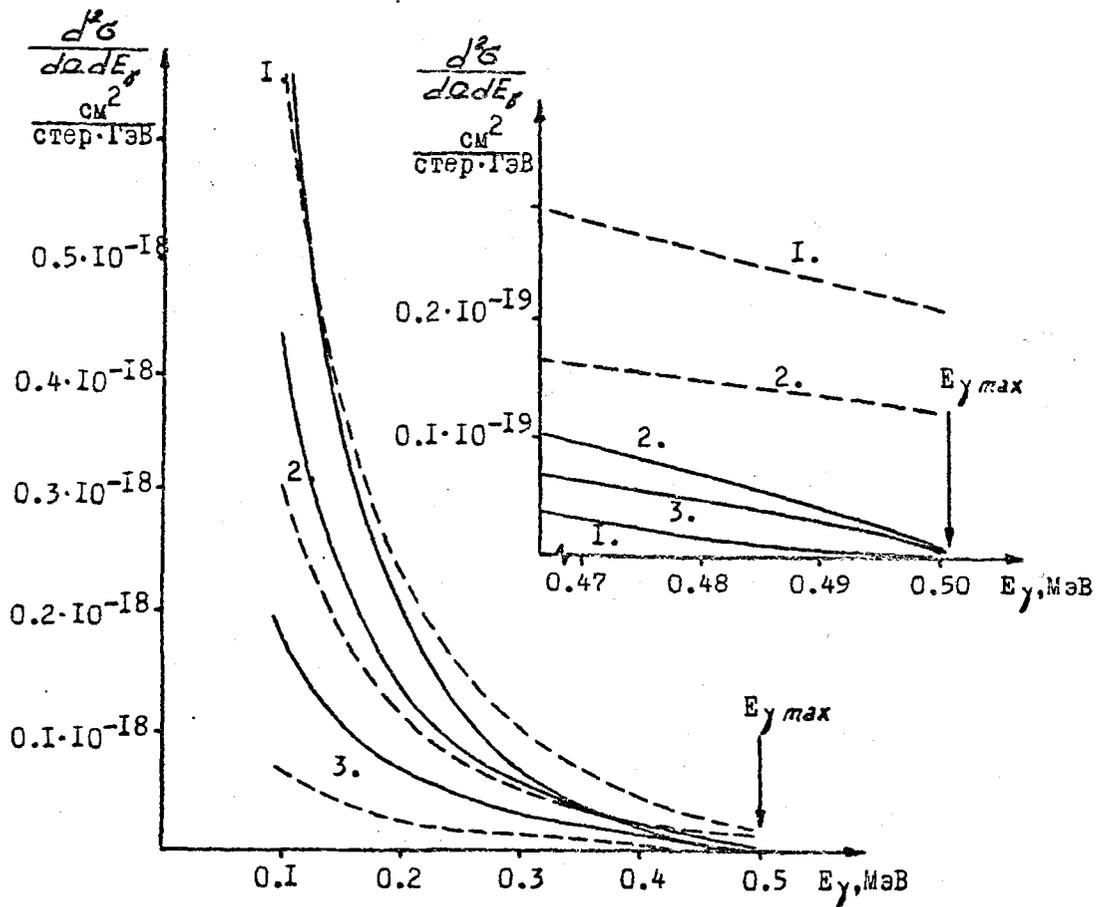


Рис. 3. Спектры тормозного излучения на изотопе  $^{194}_{78}\text{Pt}$  для энергии электронов 1,011 МэВ:

— — настоящий расчет, - - - - - расчет Шиффа. Линии: 1 - расчеты для угла эмиссии фотонов  $\theta_\gamma = 0^\circ$ ; 2 - для  $\theta_\gamma = \frac{m_e}{2E}$  рад =  $14,5^\circ$ ; 3 - для  $\theta_\gamma = \frac{m_e}{E}$  рад =  $29^\circ$ .  $E_{\gamma\text{max}}$  - верхняя граница спектра тормозного излучения. На вставке приведены результаты расчетов спектров вблизи верхней границы

Как следует из данных, приведенных на рис. 2-3 и в таблице, по мере уменьшения энергии электронов наблюдается увеличение расхождения между результатами настоящего расчета и расчета Шиффа. Для угла эмиссии фотона  $\theta_\gamma = 0^\circ$  величина  $\delta$  возрастает с 0,025 для энергии электронов  $E=30,6$  МэВ до 0,170 для энергии электронов  $E=1,011$  МэВ. Аналогичный эффект наблюдается и для угла эмиссии фотона  $\theta_\gamma = m_e/2E$ . В области верхней границы расхождение настоящего расчета с расчетом Шиффа оказывается больше, чем в среднем для всего спектра. Перечисленные отличия обусловлены тем обстоятельством, что при уменьшении энергии падающего электрона  $E$  и увеличении энергии тормозного фотона, приводящего к уменьшению энергии электрона отдачи  $E'$ , величины энергий  $E$  и  $E'$  оказываются сравнимыми с массой электрона. Следовательно, расчет Шиффа, выполненный без учета составляющих амплитуды  $\approx m_e$ , становится неприемлемым.

На вставках к рис. 2-3 сравниваются результаты настоящего расчета и расчета Шиффа в области верхней границы спектров тормозного излучения. По мере того, как энергия тормозных фотонов  $E_\gamma$  приближается к  $E_{\gamma\max}$ , величина сечения  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  должна асимптотически приближаться к нулю. Расчет Шиффа не воспроизводит этого эффекта. Как показано на рис. 2-3, асимптотика поведения сечений  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  вблизи верхней границы такова, что при энергии  $E_\gamma$ , стремящейся к  $E_{\gamma\max}$ , величина сечения  $\frac{\partial^2 \sigma_{III}}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  не спадает до нуля. В то же время, для выполненных в настоящей работе расчетов, дифференциальные сечения  $\frac{\partial^2 \sigma^P}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  в асимптотическом пределе стремятся к нулю при  $E_\gamma$ , стремящемся к  $E_{\gamma\max}$ , для всех значений энергии электронов и углов эмиссии тормозных фотонов. Таким образом, в выполненных расчетах удалось воспроизвести асимптотическое поведение сечения  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  в области верхней границы спектра, что не удавалось сделать в расчетах Шиффа.

Согласно [7], экспериментальные данные в области верхней границы спектров тормозного излучения таковы, что не позволяют сделать однозначного выбора между различными моделями их описания.

Эксперименты на ускорителях с непрерывным пучком могут дополнить данные о поведении тормозных спектров в области верхней границы и позволить проверить справедливость их модельных описаний.

Угловые распределения тормозных фотонов показаны на рис. 4-5. На каждом из этих рисунков даны угловые распределения при фиксированной величине энергии электрона для различных значений энергии тормозных фотонов. Как известно, испускание тормозных фотонов сосредоточено в интервале углов  $\theta_\gamma \leq m_e/E$ . Угловые распределения на рис. 4-5 даны для этого интервала углов, а интегральные характеристики тормозных спектров (9)-(10), приведенные в таблице вычислены для углов эмиссии фотонов  $\theta_\gamma = 0$  рад,  $m_e/2E$  рад,  $m_e/E$  рад. Согласно данным рис. 4-5 и таблицы, для углов эмиссии  $\theta_\gamma = m_e/E$  рад расхождение между настоящим расчетом и расчетом Шиффа становится максимальным. Это связано с тем, что при увеличении угла  $\theta_\gamma$  возрастает вклад эффектов отдачи на атом (см. формулу (3) для величины  $u^2$ ), которые не учитываются в расчете Шиффа. Характерной особенностью является уменьшение сечений  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  с ростом угла эмиссии  $\theta_\gamma$  (за исключением энергии электрона 1,011 МэВ и энергии тормозного фотона 0,49 МэВ). При этом по мере увеличения энергии тормозных фотонов их угловые распределения становятся все более пологими, а при энергии электронов 1,011 МэВ и энергии тормозных фотонов 0,49 МэВ наблюдается увеличение сечения  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  в области малых углов  $\theta_\gamma$ .

Эти эффекты обусловлены следующими причинами. Квадрат переданного импульса  $q^2$  уменьшается по мере роста угла  $\theta_\gamma$  (см. формулу (1)). Для значений  $q^2$ , при которых вклад эффектов экранирования незначителен, это приводит к уменьшению сечения реакции в связи с тем, что виртуальный фотон становится все более удаленным от массовой поверхности. При  $q^2$ , близких к нулю, становится существенной роль эффектов экранирования. Эффекты экранирования вызывают увеличение кулоновского форм-фактора  $W_2(q^2, m_f^2)$  с уменьшением  $q^2$ . Это, в свою очередь, приводит к постоянству и даже увеличению сечений  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E_\gamma}$  с ростом  $\theta_\gamma$  для значений  $q^2$ , близких к нулю.

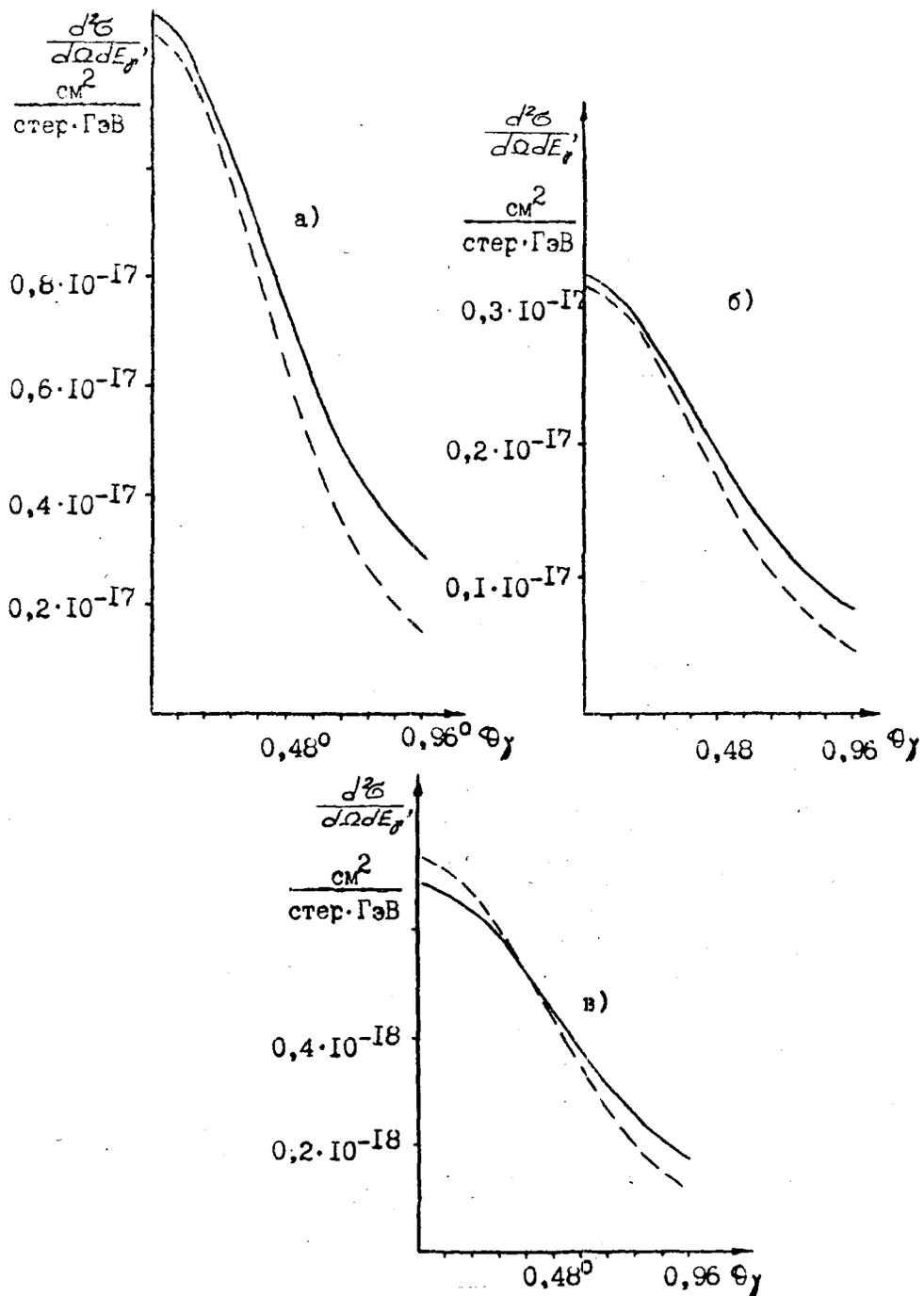


Рис. 4. Угловые распределения тормозных фотонов для изотопа  $^{194}_{78}\text{Pt}$  при энергии электронов 30,6 МэВ и для энергий фотонов  $E_\gamma = 5,0$  МэВ - (а),  $E_\gamma = 15,0$  МэВ - (б),  $E_\gamma = 29,0$  МэВ - (в):  
 ———— - настоящий расчет, - - - - - расчет Шиффа

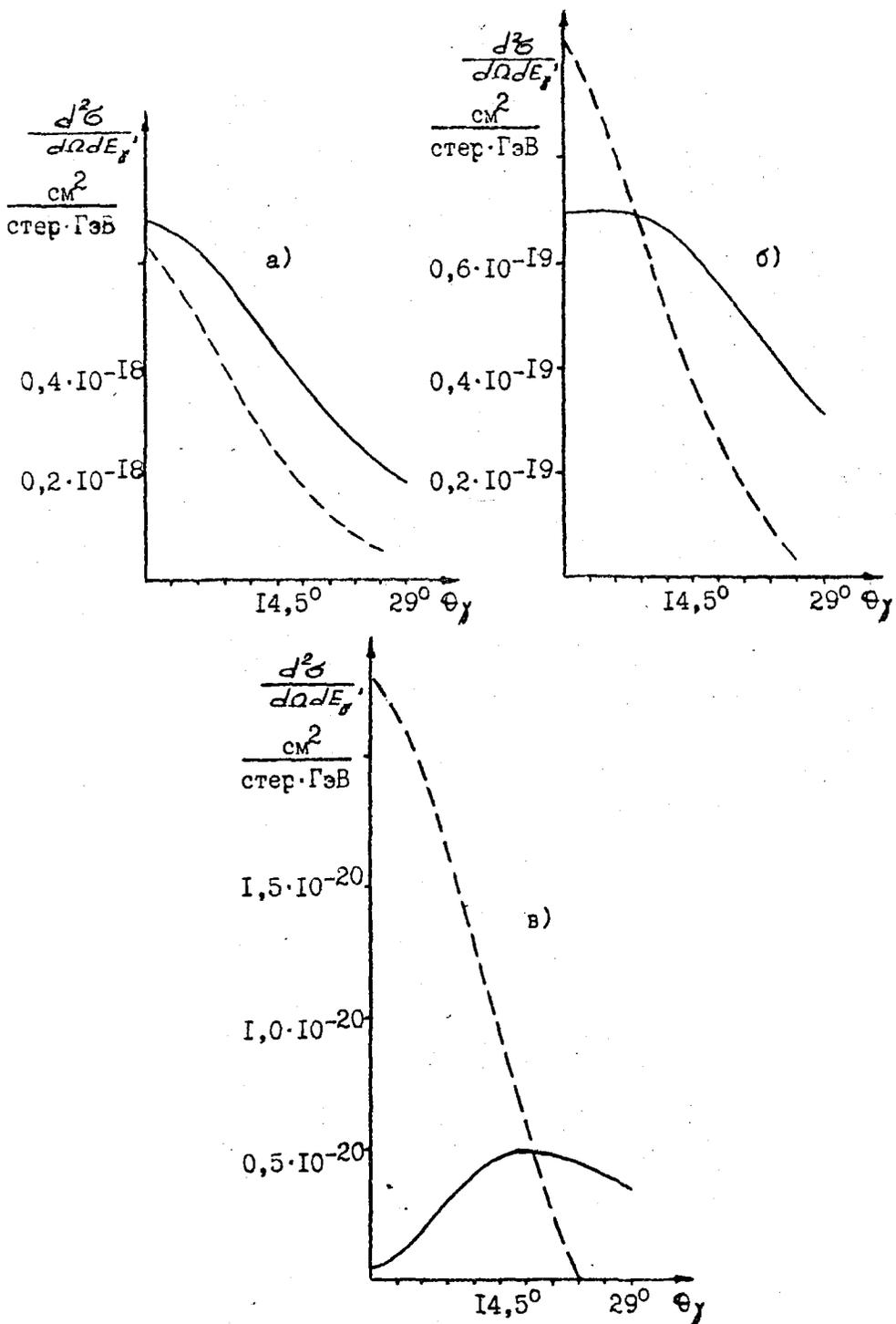


Рис. 5. Угловые распределения тормозных фотонов для изотопа  $^{194}_{78}\text{Pt}$  при энергии электронов 1,011 МэВ и для энергий фотонов  $E_\gamma = 0,1$  МэВ - (а),  $E_\gamma = 0,3$  МэВ - (б),  $E_\gamma = 0,49$  МэВ - (в):  
 — настоящий расчет, - - - - - расчет Шиффа

Таблица I

Интегральные характеристики спектров тормозных фотонов в настоящем расчете и расчете Шиффа

Энергия электронов E, МэВ	Угол эмиссии тормозных фотонов $\theta_\gamma$ , рад	Нижний предел интегрирования $E_0$ , МэВ	Интеграл по тормозному спектру для настоящего расчета (9) $I^P, \text{см}^2/\text{стер}$	Интеграл по тормозному спектру для расчета Шиффа (9)	Различие в интегралах по тормозному спектру для расчетов настоящего и Шиффа (10), $\sigma$	Нижний предел интегрирования $E_0$ , МэВ	Интеграл по верхней границе тормозного спектра для настоящего расчета (9) $I_c^P, \text{см}^2/\text{стер}$	Интеграл по верхней границе тормозного спектра для расчета Шиффа (9) $I_c^S, \text{см}^2/\text{стер}$	Различие в интегралах по верхней границе тормозного спектра для расчетов настоящего Шиффа (10), $\sigma_c$
30,6	$\theta_\gamma = 0$	5,0	$0,931 \cdot 10^{-19}$	$0,912 \cdot 10^{-19}$	0,025	29,5	$0,250 \cdot 10^{-21}$	$0,353 \cdot 10^{-21}$	0,290
	$\theta_\gamma = \frac{M_e}{2E}$	5,0	$0,545 \cdot 10^{-19}$	$0,480 \cdot 10^{-19}$	0,137	29,5	$0,175 \cdot 10^{-21}$	$0,186 \cdot 10^{-21}$	0,060
	$\theta_\gamma = \frac{M_e}{E}$	5,0	$0,213 \cdot 10^{-19}$	$0,120 \cdot 10^{-19}$	0,778	29,5	$0,792 \cdot 10^{-22}$	$0,300 \cdot 10^{-22}$	0,164
3,6	$\theta_\gamma = 0$	0,5	$0,114 \cdot 10^{-20}$	$0,113 \cdot 10^{-20}$	0,036	2,6	$0,287 \cdot 10^{-22}$	$0,379 \cdot 10^{-22}$	0,244
	$\theta_\gamma = \frac{M_e}{2E}$	0,5	$0,644 \cdot 10^{-21}$	$0,570 \cdot 10^{-21}$	0,168	2,6	$0,211 \cdot 10^{-23}$	$0,208 \cdot 10^{-22}$	0,054
	$\theta_\gamma = \frac{M_e}{E}$	0,5	$0,250 \cdot 10^{-21}$	$0,107 \cdot 10^{-21}$	1,338	2,6	$0,920 \cdot 10^{-23}$	$0,192 \cdot 10^{-23}$	3,779
1,11	$\theta_\gamma = 0$	0,1	$0,628 \cdot 10^{-22}$	$0,738 \cdot 10^{-22}$	0,163	0,46	$0,329 \cdot 10^{-25}$	$0,948 \cdot 10^{-24}$	0,965
	$\theta_\gamma = \frac{M_e}{2E}$	0,1	$0,456 \cdot 10^{-22}$	$0,360 \cdot 10^{-22}$	0,299	0,46	$0,173 \cdot 10^{-24}$	$0,520 \cdot 10^{-24}$	0,668
	$\theta_\gamma = \frac{M_e}{E}$	0,1	$0,209 \cdot 10^{-22}$	$0,456 \cdot 10^{-23}$	3,577	0,46	$0,124 \cdot 10^{-24}$	0	-

Сравнение результатов настоящего расчета с расчетом Шиффа показывает следующие характерные отличия. Для энергии тормозных фотонов  $E_\gamma \ll E_{\gamma \max}$  сечения, полученные в расчете Шиффа, оказываются меньше сечений, полученных в настоящем расчете, во всей области изменения углов  $\theta_\gamma$ . С увеличением энергии фотонов  $E_\gamma$  в области малых углов  $\theta_\gamma$  расчет Шиффа приводит к большим величинам сечений, а при больших углах  $\theta_\gamma$  - к меньшим по сравнению с настоящим расчетом. Отмеченные различия связаны с вкладом неучитываемых в расчете Шиффа эффектов отдачи. Эффекты отдачи приводят к тому, что величина  $q^2$  оказывается больше по сравнению с расчетами, где эти эффекты не учитываются. Для  $E_\gamma \ll E_{\gamma \max}$  область изменения  $q^2$  такова, что роль эффектов экранирования пренебрежимо мала. Поэтому увеличение  $q^2$  приводит к более высоким значениям сечений в настоящем расчете по сравнению с расчетом Шиффа. По мере роста энергии фотонов возрастает вклад эффектов экранирования. В результате при малых  $\theta_\gamma$ , соответствующих  $q^2$ , близким к нулю, сечения, полученные в настоящем расчете, оказываются меньше, чем в расчете Шиффа. С ростом угла  $\theta_\gamma$  вклад эффектов экранирования резко уменьшается и соотношение между величинами сечений, полученных в настоящем расчете и расчете Шиффа, становится противоположным соотношению при малых углах  $\theta_\gamma$ .

#### Список литературы

1. Bethe H., Heitler W. // Proc. Roy. Soc. London, 1934. V. A146. P. 83.
2. Schiff L. I. // Phys. Rev. 1951. V. 83. P. 252.
3. Tsai Y. S. // Rev. Mod. Phys. 1974. V. 46. P. 815.
4. Tseng H. K., Pratt R. H. // Phys. Rev. 1971. V. A3. P. 100.
5. Pratt R. H., Tseng H. K., Lee C. M. et al. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1977. V. 20. P. 175.
6. Tseng H. K., Pratt R. H. // Phys. Rev. 1979. V. A19. P. 1525.
7. Berger M. J., Seltzer S. M. // Nucl. Inst. and Meth. 1985. V. B12. P. 95.
8. Богданкевич О. В., Николаев Ф. А. Работы с пучком тормозного излучения. М.: Атомиздат, 1964.

Статья поступила в редакцию 12 апреля 1989 г.

КОРРЕКЦИЯ ПОТОКА  $Ra(\alpha, n)Be$  ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ  
В ДЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ИЗ-ЗА НАКОПЛЕНИЯ ПОЛОНИЯ-210

И. А. Харитонов

CORRECTION OF  $Ra(\alpha, n)Be$  NEUTRON SOURCE FLUENCE IN LONG-TERM EXPERIMENTS DUE TO ACCUMULATION OF  $^{210}Po$ . Consideration is being given to distinctive features of the process of variation of the neutron fluence of the  $Ra(\alpha, n)Be$  ampouled neutron sources as a function of  $^{210}Po$  accumulation disturbing the variation of the fluence is derived. It is shown that using this source as a reference in the experiment lasting for 5 years, the uncertainty in the value of the neutron fluence calculated from the formula proposed is estimated at no more than 0.1%.

В некоторых случаях при проведении нейтронных измерений результаты нормируют, используя радионуклидные источники, в частности,  $^{226}Ra(\alpha, n)Be$ , в качестве эталонов потока нейтронов. Например, источник этого типа применяли в качестве репера при измерении периода полураспада  $^{252}Cf$  на интервале времени 4 года [1]. В [2] приведены результаты международных сличений с помощью  $^{226}Ra(\alpha, n)Be$  источника национальных эталонов единицы потока, в которых 12 метрологических организаций принимали участие на протяжении 5 лет. В обоих случаях использовано достоинство источника, состоящее в том, что поток нейтронов мало изменяется на интервале времени эксперимента, благодаря большому периоду полураспада материнского альфа-излучателя  $^{226}Ra$ , составляющего 1600 лет.

При точных измерениях учитывают не только изменение нейтронного потока за счет распада  $^{226}Ra$ , но и вследствие накопления дочернего альфа-активного  $^{210}Po$ . Хотя методика коррекции потока известна [3], существуют расхождения в величине значения поправки, связанные, как будет видно из последующего изложения, со значениями используемых констант.

Эмиссия нейтронов из источника обусловлена взаимодействием с бериллием альфа-излучения  $^{226}\text{Ra}$  и дочерних продуктов его распада, значения энергии и интенсивности линий [4] которого приведены в табл. 1. Равновесие  $^{226}\text{Ra}$  с короткоживущими продуктами распада, включая  $^{214}\text{Po}$ , достигается приблизительно в течение месяца после ампулирования, при этом источник обретает около 90% полного потока нейтронов. Оставшаяся доля потока связана с накоплением альфа-активности  $^{210}\text{Po}$ , увеличение которой со временем описывается формулой:

$$A_7 = \frac{\lambda_7 \lambda_8}{(\lambda_8 - \lambda_1)(\lambda_7 - \lambda_1)} \left[ 1 - \frac{\lambda_7 - \lambda_1}{\lambda_7 - \lambda_8} \exp\left\{-(\lambda_8 - \lambda_1)t\right\} - \frac{\lambda_8 - \lambda_1}{\lambda_8 - \lambda_7} \exp\left\{-(\lambda_7 - \lambda_1)t\right\} \right], \quad (1)$$

где  $\lambda_1$ ,  $\lambda_7$ ,  $\lambda_8$  - постоянные распада  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{210}\text{Pb}$  соответственно.

Следует отметить, что для наступления радиоактивного равновесия  $^{210}\text{Po}$  с  $^{226}\text{Ra}$  с точностью до 0,1% необходимо примерно 150 лет.

После подстановки в (1) значений периодов полураспада  $T_1=1600$  лет,  $T_8=22,3$  лет,  $T_7=138,4$  дней [5] получим выражение:

$$A_7 = 1,01447 \left[ 1 - 1,0173 \exp\left\{-(\lambda_8 - \lambda_1)t\right\} + 0,0173 \exp\left\{(\lambda_7 - \lambda_1)t\right\} \right], \quad (2)$$

где коэффициент 1,01447 численно равен  $I_7$  интенсивности для  $^{210}\text{Po}$  в табл. 1 и показывает, что в состоянии радиоактивного равновесия в ампуле будет 1,01447 кюри  $^{210}\text{Po}$  на 1 кюри  $^{226}\text{Ra}$ .

Будем рассматривать поведение источника для интервалов времени более 1 года после ампулирования. В этом случае можно пренебречь влиянием  $\exp\left\{(\lambda_7 - \lambda_1)t\right\}$ , и кроме того, временно пренебрежем отличием 1,0173 от 1.

Тогда получим

$$A_7 = I_7 \left[ 1 - \exp\left\{-(\lambda_8 - \lambda_1)t\right\} \right]. \quad (3)$$

Изменение удельного нейтронного потока  $\Phi$  источника [н. с.  $^{-1}$  кюри  $^{-1}$   $^{226}\text{Ra}$ ] во времени будет определяться формулой

$$\Phi(t) = \left\{ \sum_{i=1}^6 q_i I_i + q_7 I_7 [1 - \exp\left\{-(\lambda_8 - \lambda_1)t\right\}] \right\} \exp(-\lambda_1 t), \quad (4)$$

где  $q_i$  - удельный поток нейтронов для данной энергии альфа-излучателя, находящегося в смеси с бериллием в составе источника;

$q_7$  - то же для  $^{210}\text{Po}$ .

Преобразуем (4) к виду

$$\Phi(t) = \left\{ \sum_{i=1}^6 q_i I_i \right\} \left[ (1+k) \exp(-\lambda_1 t) - k \exp(-\lambda_8 t) \right], \quad (5)$$

где

$$k = \frac{q_7 I_7}{\sum_{i=1}^6 q_i I_i}. \quad (6)$$

Выражение (5) для зависимости нейтронного потока  $^{226}\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$  источника от времени является общепринятым, но имеются следующие установленные различия в значении коэффициента  $k$ : 0,170 [6], 0,120 [7], 0,143 [8], 0,138 [3], 0,140 [9]. Эти различия обусловлены некоторыми особенностями расчета  $q$ . В основу расчета положено представление о том, что максимальный удельный поток  $q_0$  нейтронов достигается во взаимодействии "свободной" альфа-частицы с энергией  $E_0$  с "толстой" мишенью и может быть вычислен, например, по формуле:

$$q_0 = b \int_0^E \sigma(E_\alpha) S^{-1}(E_\alpha) dE_\alpha, \quad (7)$$

где  $b$  - нормировочный множитель;

$\sigma$  - сечение  $(n, \alpha)$  реакции на бериллии;

$S$  - тормозная способность бериллия.

Расхождение в значении коэффициента  $k$  вызваны тем, что в отсутствие расчетов  $q_0$  согласно (7), авторами [3, 6, 7, 8, 9] были использованы различные эмпирические зависимости  $q_0(E_0)$ , построенные по ограниченному числу экспериментальных данных.

В настоящей работе в качестве базовых данных использованы значения  $q_0$  из работы [10], в которой выполнен детальный расчет  $q_0$  в диапазоне энергии альфа-частиц от 4 до 7 МэВ с погрешностью 20%.

Таблица 1

Характеристики альфа-излучателей  $Ra(\alpha, n)Be$  источника

№№ п/п	Нуклид	$E_0$ , МэВ	$I$	$q_0 \cdot 10^6$ , н. с. $^{-1}$ кюри $^{-1}$	$(q_0 I) \cdot 10^6$	$S_{Be}$	$S_\alpha$
1	$^{226}Ra$	4,6017	0,056	1,877	0,105	0,654	4,20
2	$^{226}Ra$	4,7844	0,944	2,146	2,026	0,663	4,25
3	$^{222}Rn$	5,4895	0,9992	3,611	3,608	0,658	4,35
4	$^{218}Po$	6,0024	0,99979	4,810	4,809	0,656	4,40
5	$^{218}At$	6,694	0,018	6,570	0,118	0,658	4,56
6	$^{214}Po$	7,6869	0,9999	9,361	9,360	0,651	4,70
7	$^{210}Po$	5,3044	1,01447	3,182	3,228	0,660	4,24

В реальном источнике модель взаимодействия "свободной" частицы с "толстой" мишенью не реализуется, поскольку активная часть источника состоит, как правило, из смеси зерен альфа-излучателя и бериллия конечных размеров. Поэтому удельный поток источников  $q$  меньше  $q_0$  из-за двух эффектов, связанных с потерей энергии альфа-частицей:

- при торможении внутри зерна альфа-излучателя до выхода на поверхность зерна, вследствие чего энергия становится  $E' < E_0$ ;

- после выхода на поверхность в случае "непроизводительного" взаимодействия с зерном альфа-излучателя вместо зерна бериллия.

В [11] предложен способ оценки энергии  $E'$  альфа-частицы, заключающийся в следующем. Принимается, что зерна альфа-излучателя имеют сферическую форму с радиусом  $r$  и альфа-частица до выхода на поверхность проходит в зерне средний путь  $l=3/4r$ . Тогда эквивалентный пробег в воздухе  $l_0$  будет

$$l_0 = \frac{SNA}{S_0 N_0 A_0} l, \quad (8)$$

где  $S, S_0$  - тормозная способность [ $МэВ \cdot см^2 \cdot г^{-1}$ ] материала альфа-излучателя и воздуха при энергии  $E_0$  соответственно;

значения  $S$  приведены, например, в [12];

$A$  - атомный вес альфа-излучателя;

$A_0 = 14,4$  - то же для воздуха;

$N$  - число атомов в  $1 см^3$  альфа-излучателя [12];

$N_0 = 5 \cdot 10^{19}$  - то же для воздуха при нормальных условиях.

Если при энергии  $E_0$  пробег альфа-частицы в воздухе составлял  $L_0$ , то расчетному пробегу  $L=L_0 - l_0$  - будет соответствовать по таблицам [12] энергия  $E'$ , которую альфа-частица будет иметь при выходе на поверхность зерна.

Эффект "непроизводительных" взаимодействий рассмотрен в [13], где показано, что нейтронный поток  $q$  для смеси, состоящий из зерен альфа-излучателя и бериллия, выражается формулой

$$q=q_0 \frac{R \cdot S_{Be}}{R \cdot S_{Be} + S_{\alpha}}, \quad (9)$$

где  $R$  - отношение числа атомов бериллия к числу атомов альфа-излучателя в смеси;

$S_{Be}, S_{\alpha}$  - относительная атомная тормозная способность  $Be$  и материала альфа-излучателя, которая вычисляется, например, для бериллия, по формуле

$$S_{Be} = \frac{SA}{S_0 A_0}, \quad (10)$$

где обозначения соответствуют принятым в формуле (8).

В табл. 2 приведены расчетные значения  $q_0$  в сравнении с экспериментальными, полученными для реальных радионуклидных источников с учетом коррекции потока за счет эффектов торможения внутри зерна и "непроизводительного" взаимодействия, в случаях, когда эти эффекты имели место.

Расчет  $q_0$  для энергии  $E_0 = 7,6869$  МэВ выполнен нами согласно (7), при этом значения  $\delta(E)$  взяты из [14], а значения  $S(E)$  - из [12]. В [11] указано, что  $^{214}Po$  накапливался при распаде газообразного радона, поэтому эффект торможения альфа-частицы в зерне отсутствует; для  $^{210}Po$  авторами [15] введена поправка на эффект торможения в соответствии с (8), поэтому в обоих случаях энергия частицы принята  $E_0$ . В [13] эффект потери энергии альфа-частицей внутри зерна учтен не был, но был оценен радиус зерна  $r=1 \cdot 10^{-6}$  м, поэтому значения  $E'$ , приведенные в табл. 2, вычислены нами согласно методике, изложенной выше.

Таблица 2

Сравнение расчетных и экспериментальных значений  $q_0$   
[н. с.<sup>-1</sup> на  $10^6$   $\alpha$ -частиц]

Тип источника	$E_0$	$E'$	$q_0$ расчет		$q_0$ эксперимент	
$^{239}\text{Pu}(\alpha, n)\text{Be}$		4,75	57	[10]	60	[13]
$^{210}\text{Po}(\alpha, n)\text{Be}$		5,00	69	[10]	67	[13]
$^{241}\text{Am}(\alpha, n)\text{Be}$		5,14	76	[10]	74	[13]
$^{210}\text{Po}(\alpha, n)\text{Be}$	5,3044		86	[10]	84,4	[15]
$^{242}\text{Cm}(\alpha, n)\text{Be}$		5,75	114	[10]	112	[13]
$^{214}\text{Po}(\alpha, n)\text{Be}$	7,6869		253	наст. раб.	243	[11]

Из табл. 2 видно, что отличие экспериментальных значений от расчетных не превышает 5 %. Это значение принято нами в качестве погрешности определения максимального удельного потока нейтронов  $q_0$  для  $^{226}\text{Ra}$  и дочерних продуктов его распада, приведенного в табл. 1 в единицах [н. с.<sup>-1</sup> кюри<sup>-1</sup>] с целью удобства последующего вычисления коэффициента  $k$ , согласно формуле (6).

В принципе, для  $^{226}\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$  источника следует учитывать отличие  $q$  от  $q_0$  из-за обоих эффектов, описанных выше. Однако, поскольку  $^{226}\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$  источники изготавливают "мокрым" способом, пропитывая раствором соли радия бериллиевый порошок с последующим высушиванием и уплотнением смеси, то эффектом торможения альфа-частицы в зерне излучателя, размер которого совпадает с размером молекулы соли, можно пренебречь.

Что касается эффекта "непроизводительного" взаимодействия, то его вероятность, как следует из формулы (9), зависит от атомных тормозных способностей  $S_{\text{Be}}$  и  $S_{\alpha}$  и величины отношения  $R$ , значение которого практически колеблется в диапазоне  $13 \geq R \geq 7$ . Величины  $S_{\alpha}$  и  $S_{\text{Be}}$  являются функциями энергии альфа-частицы, поэтому эффект "непроизводительного" взаимодействия, в принципе, будет разный для альфа-излучателей, входящих в состав  $^{226}\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$  источника. В табл. 1 приведены значения  $S_{\text{Be}}$  [12] и  $S_{\alpha}$ , вычисленные нами, поскольку в таблицах [12] данные по тормозной способности заканчиваются  $^{238}\text{U}$ , по формуле

$$S_{\alpha} = \left( \frac{Z_{\alpha}}{Z_U} \right)^{2/3} S_U,$$

где  $Z_{\alpha}$ ,  $Z_U$  - заряд альфа-излучателя и  $^{238}\text{U}$ , соответственно,  
 $S_U$  - относительная атомная тормозная способность  $^{238}\text{U}$ ,  
 вычисленная по формуле (10) и данным [12].

Анализ значений  $S_{\text{Be}}$  и  $S_{\alpha}$  показывает, что с погрешностью 1% может быть принято для всех нуклидов  $S_{\text{Be}} = 0,656$ , а среднее с учетом интенсивности линий значение для 5 нуклидов (без  $^{210}\text{Po}$ )  $S_{\alpha} = 4,55$ .

Тогда коэффициент  $k$  для реального источника можно выразить формулой

$$k = m \frac{q_{07} I_7}{\sum_{i=1}^6 q_{0i} I_i},$$

где  $q_0$  - максимальный удельный нейтронный поток, приведенный для радионуклидов в табл. 1;

$m$  - коэффициент, учитывающий различие в вероятности "непроизводительных" взаимодействий, для  $^{210}\text{Po}$  и остальных нуклидов.

Вычисления показывают, что можно принять  $k = 0,166 \pm 0,008$  независимо от величины  $R$  в диапазоне  $7 \leq R \leq 13$ . Вычисленный по результатам наших измерений потока  $Ra(\alpha, n)_{\text{Be}}$  источника 2ЭН-100, проводившихся на интервале 14 лет на установке УЭН-1, входящей в состав Государственного эталона потока нейтронов [2], коэффициент равен  $k = 0,169 \pm 0,009$ , что хорошо согласуется с расчетным значением.

Окончательная формула, описывающая зависимость потока нейтронов от времени, с учетом временно исключенного в (3) коэффициента 1,0173 будет иметь вид:

$$\Phi(t) = \Phi_0 \left[ 1,166 \exp(-\lambda_1 t) - 0,169 \exp(-\lambda_8 t) \right], \quad (11)$$

где  $\Phi_0$  - поток нейтронов, который источник имеет после установления радиоактивного равновесия с короткоживущими продуктами распада,

$$\lambda_1 = 4,332 \cdot 10^{-4} \text{ лет}^{-1};$$

$$\lambda_8 = 3,108 \cdot 10^{-2} \text{ лет}^{-1}.$$

Анализ выражения (11) показывает, что изменение потока нейтронов составляет 0,4% в год в первое десятилетие после ампулирования и 0,2% в год в последующие 10 лет.

Для оценки возможности использования  $^{226}\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$  источника в качестве эталона потока в длительном эксперименте сравним его с источником нейтронов спонтанного деления из  $^{252}\text{Cf}$ , широко применяемым в настоящее время в нейтронных измерениях.

В [5] рекомендовано значение периода полураспада  $^{252}\text{Cf}$   $T=2,645$  лет с погрешностью 0,3%. Если длительность планируемого эксперимента составляет 5 лет, то за это время поток источника  $^{252}\text{Cf}$  уменьшается примерно в 4 раза и, следовательно, возможная погрешность в значении потока репера составит 0,6%. На этом же интервале времени поток  $^{226}\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$  источника изменится не более, чем на 1%, при этом погрешность вычисления изменения потока с использованием формулы (11) составит 0,1%.

Таким образом,  $^{226}\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$  источник имеет сравнимые с источником из  $^{252}\text{Cf}$  достоинства при использовании в качестве репера в длительных экспериментах, а в тех случаях, когда значение потока не должно существенно изменяться, его применение может оказаться более предпочтительным.

#### Список литературы

1. Шеболев В. Т., Рамендик З. А., Шлямин Э. А. //Атомная энергия. 1974. Т.36. Вып.5. С. 399.
2. Андреев О. Л. и др. //Атомная энергия. 1965. Т.19. Вып.2. С.181.
3. Louwrier P.W.F. Calibration of  $\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$  Neutron sources. Amsterdam, 1966.
4. Хольнов Ю. В. и др. Оцененные значения ядерно-физических характеристик радиоактивных нуклидов: Справочник. Энергоатомиздат, 1982.
5. Decay Data of the Transactinium Nuclides: Techn. Rep. N 261, Vienna, 1986.
6. Larsson K.E. //Journal Nucl. Eng. 1958. V.6, N 4. P.322.
7. Marion J.B., Fowler J.L. Fast Neutron Physics. 1960. P.1. P.933.
8. NBS-Handbook 72. Measurement of Neutron Flux and Spectra for Physical and Biological Applications, 1960.

9. Бекуриц К., Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968.
10. Liskien H., Paulsen A. //Atomkernenergie. 1977. V.30. N 1. P.59.
11. Горшков Г.В., Цветков О.С.//Атомная энергия. 1963. Т.14. Вып.6. С.550.
12. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975.
13. Runnals J.C., Roucher R.R. //Phys.Rev. 1956. V.34. N 9. P.1508.
14. Gibbons J.H., Macklin R.L. //Phys.Rev. 1965. V.137. N 63. P.1508.
15. Горшков Г.В., Цветков О.С. //Атомная энергия. 1962. Т.13. Вып.1. С.65.

Статья поступила в редакцию 28 сентября 1989 г.



БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ, ПОМЕЩЕННЫХ В НАСТОЯЩЕМ ВЫПУСКЕ,  
В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИНДА

Element		Quantity	Laboratory	Work- type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
LI	006	DEL	MOS	THEO	1.2+7			KAMAL'+MDL CALC,ANGDIST,GRPH,CFD
N	014	EVL	FEI	EVAL	-5	2.0+7		BLOKHIN+BROND-1 LIBRY,MAT 710,GRPH
CU	063	DIN	RI	EXPT	8.3+5	2.2+6		KRAMAROVSKIJ+5 LVLS,EXCIT FNS,TBL
CU	065	DIN	RI	EXPT	9.4+5	2.2+6		KRAMAROVSKIJ+5 LVLS,EXCIT FNS,TBL
RU	102	NG	RI	EXPT	5.0+5	1.8+6		TROFIMOV. ACT,REL AU-197,SIG(E),TBL
RU	104	NG	RI	EXPT	5.0+5	2.0+6		TROFIMOV. ACT,REL AU-197,SIG(E),TBL
CE	140	NG	RI	EXPT	5.0+5	2.0+6		TROFIMOV. ACT,REL AU-197,SIG(E),TBL
CE	142	NG	RI	EXPT	5.0+5	2.2+6		TROFIMOV. ACT,REL AU-197,SIG(E),TBL
U		DEL	FEI	EVAL	1.6+5	1.4+7		ANIKIN+ MDL CALC CFD EXPT,GRPH
U		TOT	FEI	EVAL	1.6+5	1.4+7		ANIKIN+ MDL CALC CFD EXPT,GRPH
U		POL	FEI	EVAL	3.1+6			ANIKIN+ MDL CALC CFD EXPT,GRPH
MANY		EVL	KUR	EVAL	1.0-4	5.0+0		ABAGYAN+ KORT LIBRY,SIGTOT,NG,I,TBL

Технический редактор Н. А. Борзова

Корректор В. М. Замаренова

---

Подписано к печати 27.12.89 г. ТБ-05033      Бумага писчая №1  
Офсетная печать    Усл.п.л. 16,4    Уч.-изд.л. 5,9    Тираж 380 экз.  
Цена 4 руб.40 коп.    Индекс 3645    10 статей    Заказ тип. № 55

---

Отпечатано на роталпринте.

249020, г. Обнинск Калужской обл., ФЭИ

СОДЕРЖАНИЕ  
СБОРНИКА "ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ"  
СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ  
ЗА 1989 Г.\*

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Коньшин В. А., Шмидт Д. Д. Ядерные данные для прикладных целей и деятельность секции ядерных данных МАГАТЭ.....	1-3
Ионкин В. И., Лисичкин Ю. В., Новиков А. Г., Раскач Ф. П., Фомичев Н. К. Дважды дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов водой в широком интервале температур и давлений.....	1-19
Крамаровский Я. М., Немилов Ю. А., Победоносцев Л. А., Тетерин Е. Д. Функции возбуждения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах изотопов $^{52}\text{Cr}$ , $^{53}\text{Cr}$ и $^{27}\text{Al}$ .....	1-30
Баханович Л. А., Клепацкий А. Б., Маслов В. М., Породзинский Ю. В., Суховицкий Е. Ш. Оценка нейтронных сечений $^{242}\text{Cm}$ для создания полного файла.....	1-36
Басенко В. К., Прокопец Г. А. Извлечение статистических характеристик энергетической зависимости полных нейтронных сечений из данных по пропусканиям образцами разных толщин.....	1-40
Лукьянов А. А., Высоцкий А. Г., Янева Н. Б. Средние сечения в R-матричной теории.....	1-48
Кривашеев С. В. Применение метода инкрементальной деконволюции к анализу кривых спада интенсивности запаздывающих нейтронов.....	1-54

---

\* Цифры после названия статьи обозначают номера выпусков и страницы.

Казарицкий В. Д., Степанов Н. В. Эффективное сечение деления висмута под действием излучения мишени, бомбардируемой протонами промежуточных энергий.....	2-3
Трофимов Ю. Н. Сечения радиационного захвата нейтронов четными изотопами <i>Se, Cd, Cd, Te, Dy, Er, Yb</i> при энергии 0,5 МэВ.....	2-11
Девкин Б. В., Журавлев Б. В., Кобозев М. Г., Лунев В. П., Лычагин А. А., Симаков С. П., Талалаев В. А., Титаренко Н. Н. Спектры нейтронов из реакции $^{209}\text{Bi}+n$ при энергии 14 МэВ.....	2-19
Максютенко Б. П., Игнатъев С. В., Балакшев Ю. Ф. Спектры запаздывающих нейтронов от предшественников брома и иода.....	2-27
Глазков Ю. Ю., Лисичкин Ю. В., Туманов А. А., Ионкин В. И., Раскач Ф. П. Дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на <i>Be</i> .....	2-33
Бадиков С. А., Блохин А. И., Булеева Н. Н., Гусейнов А. Г., Мастеров В. С., Проняев В. Г., Работнов Н. С., Титаренко Н. Н. Оценка нейтронных сечений изотопа $^{15}\text{N}$ .....	2-39
Блохин А. И., Голубев В. И., Игнатюк А. В., Николаев М. Н., Проняев В. Г., Цибуля А. М. Согласованность микроскопических оценок и интегральных экспериментов для хрома, железа и никеля.....	2-52
Довбенко А. Г., Шубин Ю. Н. Функции возбуждения реакций $^{232}\text{Th}(n, xn)$ и образование изотопов тория при энергиях 10-50 МэВ.....	2-60
Бобков Е. Ю., Воронина О. И., Живун В. М., Колдобский А. Б. Универсальный полуэмпирический метод прогнозирования массовых выходов продуктов деления тяжелых ядер.....	2-71
Яборов Ю. Ф. Методика обработки несогласованных данных на основе двух статистических критериев.....	2-85
Рахно И. Л., Куликовская А. В. СНС - программа расчета сопряженных нейтронных сечений на основе оцененных нейтронных данных в формате <i>ENDF/B</i> .....	2-94

Игнатюк А. В.	
Согласованное описание плотности уровней и вероятности деления ядер.....	3-28
Проняев В. Г., Беланова Т. С., Блохин А. И., Игнатюк А. В.	
Совместная оценка функций возбуждения уровней и $\gamma$ -спектров при неупругом рассеянии нейтронов на $^{93}\text{Nb}$ ....	3-51
Трофимов Ю. Н.	
Изотопическая зависимость сечений радиационного захвата ядер средних и тяжелых масс при энергии нейтронов 0,5-2 МэВ.....	3-63
Андросенко А. А., Андросенко П. А., Давлетшин А. Н., Толстиков В. А.	
Применение комплекса программ <i>BRAND</i> для анализа активационных экспериментов.....	3-76
Проняев В. Г., Кононов В. Н., Тимохов В. М., Трыков Е. Л.	
Нейтронные сечения и силовые функции изотопов олова в методе связи многих каналов.....	3-90
Моисеев Н. Н., Рамендик З. А., Шеболев В. Т.	
Экспериментальное определение сечения реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ при энергии нейтронов 14,8 МэВ.....	3-101
Сухих С. Э., Ловчикова Г. Н., Виноградов В. А., Журавлев Б. В., Поляков А. В., Сальников О. А., Мертен Х., Рубен А.	
Анализ спектра мгновенных нейтронов деления ядер плутония-239.....	3-106
Григорьев Е. И., Мелехин Ю. А., Трошин В. С., Ярына В. П.	
Измерение и оценка средних сечений реакций $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ , $^{111}\text{Cd}(n, n')^{111\text{m}}\text{Cd}$ для нейтронов деления $^{235}\text{U}$ .....	3-117
Максютенко Б. П., Балакшев Ю. Ф., Игнатьев С. В.	
Двухмерный метод измерения спектров запаздывающих нейтронов.....	3-125
Абагян Л. П., Просветова М. П., Юджевич М. С.	
Нейтронные данные для расчета тепловых реакторов.....	4-3
Блохин А. И., Бадиков С. А., Булеева Н. Н., Гусейнов А. Г., Гусейнов М. А., Мастеров В. С., Проняев В. Г., Работнов Н. С., Титаренко Н. Н.	
Оценка нейтронных сечений изотопа $^{14}\text{N}$ .....	4-12
Крамаровский Я. М., Немиллов Ю. А., Победоносцев Л. А., Ширяев Б. М.	
Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах $^{63}\text{Cu}$ и $^{65}\text{Cu}$ .....	4-22

Трофимов Ю. Н.

Сечения радиационного захвата нейтронов с энергией  
0,5÷2,2 МэВ для изотопов рутения-102, 104 и церия-140, 142..... 4-36

Камаль М., Ворончев В. Т., Кукулин В. И.

Самосогласованный расчет потенциалов взаимодействия  
нуклонов и дейтронов с ядром  ${}^6\text{Li}$ ..... 4-42

Аникин Г. В., Котухов И. И.

Сравнение параметров сферического потенциала оптической  
модели для нейтронов, рассеянных ядрами свинца и урана..... 4-58

### КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Казарицкий В. Д., Русинов В. Ю., Кац М. М., Кондратьев Л. Н.,

Дружинин Б. Л., Ежов Б. А., Панов И. В., Помелов Н. Н., Рогаль А. Д.

Измерения и анализ распределений скоростей деления ядер  
урана в мишенях из свинца и урана под действием протонов  
с энергиями 1,3 и 4,3 ГэВ..... 1-59

Чукреев Ф. Е.

Задача о "назначениях" в применении к ядерной  
спектроскопии..... 1-68

Демидов А. М., Михайлов И. В., Черепанцев Ю. К.

Исследование  $\gamma$ -излучения  ${}^{204}\text{Pb}$  в реакции  $(n, n'\gamma)$ ..... 3-131

Журавлев Б. В., Бирюков Н. С., Руденко А. П., Титаренко Н. Н.,

Трыкова В. И.

Спектры нейтронов из  $(p, n)$  реакции на ядрах  ${}^{165}\text{Ho}$ ,  
 ${}^{204}\text{Pb}$ ,  ${}^{206}\text{Pb}$ ,  ${}^{207}\text{Pb}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}$  и  ${}^{209}\text{Bi}$  и плотность  
ядерных уровней..... 4-88

Габелко А. С., Ишханов Б. С., Мокеев В. И.

Тормозное  $\gamma$ -излучение электронов с энергией  
меньше 50 МэВ..... 4-104

Харитонов И. И.

Коррекция потока  $\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$  источников нейтронов  
в длительных экспериментах из-за накопления полония 210..... 4-121

## ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

- Кошеев В. Н. , Долгов Е. В. , Николаев М. Н. , Сеница В. В. , Цибуля А. М.  
 Тестировка температурной зависимости структуры сечений  $^{238}\text{U}$   
 в области неразрешенных резонансов на экспериментах  
 по пропусканию..... 1-73
- Ринейский А. А.  
 К оценке угловой зависимости сечений межгрупповых  
 переходов..... 1-81
- Ваньков А. А.  
 О причине противоречия между микроскопическими  
 и интегральными данными по сечению поглощения  
 быстрых нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ ..... 1-90
- Трыков Л. А. , Колеватов Ю. И. , Семенов В. П.  
 Экспериментальные исследования трансформации спектров  
 захватного  $\gamma$ -излучения в тяжелых средах..... 2-100
- Абрамов Б. Д.  
 К теории многогруппового метода..... 2-113
- Лухминский Б. Е. , Лютостанский Ю. С. , Ляшук В. И. , Панов И. В.  
 Модель переноса нейтронов для стандартного вычислительного  
 эксперимента..... 2-118
- Бедняков С. М. , Дулин В. А. , Хайнцельман Б.  
 Экспериментальное и расчетное изучение реактивности  
 малых образцов в критических сборках с разной  
 гетерогенной структурой..... 3-3
- Кошеев В. Н. , Мантуров Г. Н. , Сеница В. В.  
 Влияние неопределенности нейтронной силовой функции  
 $^{238}\text{U}$  на расчет резонансной структуры в области  
 неразрешенных резонансов..... 3-15
- Михайлов Г. М. , Бедняков С. М.  
 Об оценке экспериментов по определению величины  $K_{\infty}$   
 реактивностным методом..... 4-80



## ГОССТАНДАРТ ПРЕДЛАГАЕТ

Госстандартом СССР утверждены таблицы стандартных справочных данных "Нейтронно-активационные детекторы для реакторных измерений. Сечения реакций взаимодействия нейтронов с ядрами РНМФ-87".

Регистрационный номер ГСССД 131-88.

Таблицы разработаны НПО "Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений", Институтом физики Латв. ССР, Московским инженерно-физическим институтом, Физико-энергетическим институтом и Латвийским государственным университетом им. П.Стучки.

РНМФ-87 представляет собой взаимосогласованные данные о реакциях взаимодействия нейтронов с ядрами применяемых для измерений характеристик реакторных полей и их радиоактивных продуктах.

В РНМФ-87 представлены сведения о 21 реакции активации и деления:

$$\begin{array}{l} {}^{19}\text{F}(n, 2n) {}^{18}\text{F}; \quad {}^{24}\text{Mg}(n, p) {}^{24}\text{Na}; \quad {}^{27}\text{Al}(n, p) {}^{27}\text{Mg}; \\ {}^{27}\text{Al}(n, \alpha) {}^{24}\text{Na}; \quad {}^{32}\text{S}(n, p) {}^{32}\text{P}; \quad {}^{54}\text{Fe}(n, p) {}^{54}\text{Mn}; \quad {}^{56}\text{Fe}(n, p) {}^{56}\text{Mn}; \\ {}^{58}\text{Ni}(n, p) {}^{58}\text{Co}; \quad {}^{90}\text{Zr}(n, 2n) {}^{89}\text{Zr}; \quad {}^{93}\text{Nb}(n, 2n) {}^{92\text{m}}\text{Nb}; \\ {}^{103}\text{Rh}(n, n') {}^{103\text{m}}\text{Rh}; \quad {}^{115}\text{In}(n, n') {}^{115\text{m}}\text{In}; \quad {}^{199}\text{Hg}(n, n') {}^{199\text{m}}\text{Hg}; \\ {}^{204}\text{Pb}(n, n') {}^{204\text{m}}\text{Pb}; \quad {}^{237}\text{Np}(n, f); \quad {}^{238}\text{U}(n, f); \quad {}^{55}\text{Mn}(n, \gamma) {}^{56}\text{Mn}; \\ {}^{59}\text{Co}(n, \gamma) {}^{60}\text{Co}; \quad {}^{63}\text{Cu}(n, \gamma) {}^{64}\text{Cu}; \quad {}^{139}\text{La}(n, \gamma) {}^{140}\text{La}; \\ {}^{197}\text{Au}(n, \gamma) {}^{198}\text{Au}. \end{array}$$

СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ ВКЛЮЧАЮТ:

СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ;

СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$  И НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$ ;

ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОРОГОВЫЕ ЭНЕРГИИ И СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ДЛЯ РЕАКТОРНЫХ ПОЛЕЙ;

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА НУКЛИДОВ - ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ АКТИВАЦИИ.

В ТАБЛИЦАХ ИЗЛОЖЕНЫ ПРИНЦИПЫ ФОРМИРОВАНИЯ ДАННЫХ, А ТАКЖЕ ПРИВЕДЕНЫ ОПИСАНИЯ ПОЛЕЙ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$  И  $^{235}\text{U}$ .

ТАБЛИЦЫ СТАНДАРТНЫХ СПРАВОЧНЫХ ДАННЫХ МОЖНО ПРИОБРЕСТИ В МАГАЗИНАХ "СТАНДАРТЫ" ГОССТАНДАРТА СССР В МОСКВЕ (№201, АДРЕС: 127410, МОСКВА, ПУТЕВОЙ ПРОЕЗД, Д.2; №1 "КНИГА-ПОЧТОЙ", АДРЕС: 117049, МОСКВА, ДОНСКАЯ УЛ., Д.8), А ТАКЖЕ ГОРОДОВ ЛЕНИНГРАДА, РИГИ, ТАШКЕНТА, КИЕВА, МИНСКА, ТБИЛИСИ, АЛМА-АТЫ, ЕРЕВАНА, КРАСНОДАРА, АШХАБАДА, ХАРЬКОВА, НОВОРОССИЙСКА, СВЕРДЛОВСКА, БАКУ, КИШИНЕВА.

УДК 621.039.51

ОБ ОЦЕНКЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ВЕЛИЧИНЫ  $K$  РЕАКТИВНОСТНЫМ МЕТОДОМ/Т.М.Михайлов, С.М.Бедняков, В.А.Дулин, - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.4, с.80.

Работа посвящена оценке влияния гетерогенной структуры размножающей среды на величину  $K_{\infty}$ , получаемую из измерений реактивности ячеек. Приведены результаты расчетов гетерогенных поправок к величине  $K_{\infty}$ . Показано, что для сборок с большой гетерогенностью по основному топливному изотопу введение таких поправок традиционным путем некорректно. Предложен способ оценки поправок для таких сред. (табл.1, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.170.012

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ  $(p, n)$ -РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  И ПЛОТНОСТЬ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ/Б.В.Журавлев, Н.С.Биржиков, А.П.Руденко, Н.Н.Титаренко, В.И.Трыкова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.4, с.88.

Спектры нейтронов из  $(p, n)$ -реакции на ядрах  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  измерены при энергии протонов  $6,95 \pm 0,15$  МэВ. Полученные экспериментальные данные совместно с измеренными ранее при  $E_p = 11$  МэВ на ядрах  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  проанализированы в рамках статистической теории ядерных реакций с использованием обобщенной модели сверхтекучего ядра для плотности ядерных уровней. Определена абсолютная плотность ядерных уровней в широком диапазоне энергий возбуждения (рис.7, табл.1, список лит. - 16 назв.).

УДК 539.172.3

ТОРМОЗНОЕ  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 50 МэВ/А.С.Габелко, Б.С.Ишханов, В.И.Мокеев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.4, с.104.

Выполнены расчеты спектров и угловых распределений тормозного  $\gamma$ -излучения электронов в нижнем неисчезающем порядке теории возмущений квантовой электродинамики. Учитывается вклад в амплитуду составляющих  $\sim m_e$ , где  $m_e$  - масса электрона. Это дает возможность проводить расчеты спектров и угловых распределений тормозного  $\gamma$ -излучения электронов с полными энергиями  $E \sim m_e$ , а также расчеты верхней границы спектров тормозного излучения. Сравнение с наиболее широко используемыми расчетами Шиффа показало хорошее соответствие с ними настоящих расчетов для энергий электронов  $E \sim m_e$ . В то же время в выполненных расчетах удается воспроизвести резкое уменьшение сечений эмиссии тормозных фотонов в области верхней границы спектров, чего не удавалось достигнуть в расчетах Шиффа. Выполнены расчеты спектров и угловых распределений тормозных фотонов для энергий электронов сравнимых с их массой, где применение расчетов Шиффа становится необоснованным (рис.5, табл.1, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЭНЕРГИЕЙ 0,5-2,2 МэВ ДЛЯ ИЗОТОПОВ РУТЕНИЯ-102,104 И ЦЕРИЯ-140,142/Д.Н.Трофимов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.4, с.36.

Методом активации с погрешностью 8-15% измерены сечения радиационного захвата нейтронов энергией 0,5-2,2 МэВ для изотопов рутения-102, 104 и церия-140,142. Нейтроны производились в реакции  ${}^3\text{H}(\text{p}, \text{n}){}^3\text{He}$  на электростатическом ускорителе Радиового института им. В.Г.Хлопина. Измерения проводили относительно опорных сечений реакции  ${}^{197}\text{Au}(\text{n}, \gamma)$   ${}^{198}\text{Au}$ . (рис.4, табл.3, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.141

САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ПОТЕНЦИАЛОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛОНОВ И ДЕЙТРОНОВ С ЯДРОМ  ${}^6\text{Li}$ /М.Камаль (Каирский университет, А.Р.Египет), В.Т.Ворончев (Институт кристаллографии АН СССР), В.И.Кукулин (Институт ядерной физики МГУ). - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.4, с.42.

С использованием мультикластерной динамической модели  ${}^6\text{Li}$  и модели свертки  $N-N$  и  $N-D$ - потенциалов по плотности взаимодействующих частиц найдены потенциалы взаимодействия в системах  $N+{}^6\text{Li}$  и  $d+{}^6\text{Li}$ . Расчеты вещественных частей потенциалов являются самосогласованными и не включают свободных параметров. Показано хорошее согласие теоретических предсказаний и соответствующих экспериментальных данных по упругому рассеянию нейтронов и дейтронов на  ${}^6\text{Li}$ . Найденные потенциалы параметризованы в стандартной форме Вудса-Саксона (рис.11, список лит. - 27 назв.).

УДК 539.171

СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СФЕРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ, РАССЕЯННЫХ ЯДРАМИ СВИНЦА И УРАНА/Г.В.Анжиян, И.И.Котухов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.4, с.58.

В рамках оптической модели, учитывающей дальное действие, осуществлена подгонка параметров нейтронного потенциала двух ядер для описания сечений рассеяния при углах  $1,5^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$  и полных сечений для энергий  $0,07 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 15 \text{ МэВ}$ . Тонкая структура энергетической зависимости параметров потенциала оказывается для свинца и урана весьма сходной. Сечения  $\sigma(\theta)$  при  $\theta > 90^\circ$  для некоторых энергий  $E_n$  описываются заметно лучше, если использовать реальную яму с меньшей глубиной в центре ядра - потенциал "в форме дна бутылки" (рис.8, табл.3, список лит. - 25 назв.).

УДК 539.171:539.172.4

НЕЙТРОННЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ РЕАКТОРОВ/Л.П.Абагян, М.П.Просветова, М.С.Еджевич. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.4, с.3.

Описывается новая версия библиотеки оцененных нейтронных констант (КОРТ-88) для расчета тепловых реакторов. В библиотеку включены данные о сечениях и резонансных интегралах для стабильных изотопов с  $Z < 90$  и их естественных смесей; энергетическая область - ниже 5 эВ (табл.2, список лит. - 3 назв.).

УДК 539.172.4

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПА  $^{14}\text{N}$  /А.И.Блохин, С.А.Бадиков, Н.Н.Будеева, А.Г.Гусейнов, М.А.Гусейнов, В.С.Мастеров, В.Г.Проняев, Н.С.Работнов, Н.Н.Титаренко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.4, с.12.

Приводится краткое описание файла нейтронных данных изотопа  $^{14}\text{N}$ . При оценке учтены экспериментальные данные по полному сечению и сечениям реакций  $(n, \alpha)$  и  $(n, p)$ , не использовавшиеся в библиотеке ENDF/B-IV. Новая оценка для  $\sigma_{tot}$  от 0,46 до 9 МэВ выполнена путем паде-аппроксимации экспериментальных результатов,  $(n, \alpha)$  и  $(n, p)$  - модификацией данных ENDF/B-IV. Большинство остальных сечений теоретически рассчитаны заново (рис.4, табл.1, список лит. - 20 назв.).

УДК 539.172.4

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ  $^{63}\text{Si}$  и  $^{65}\text{Si}$  / Я.М.Крамаровский, Ю.А.Немилова, Л.А.Победносцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.4, с.22.

Методом сопутствующего  $\gamma$ -излучения измерены функции возбуждения реакции  $(n, n'\gamma)$  на  $^{63}\text{Si}$  и  $^{65}\text{Si}$  от порога возбуждения до  $E = 2,2$  МэВ. Для первых трех уровней  $^{63}\text{Si}$  и  $^{65}\text{Si}$  наши результаты близки к данным других работ. Для высоковозбужденных состояний имеются значительные расхождения. Рассматриваются возможные причины этих расхождений (рис.6, табл.10, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.163.1

КОРРЕКЦИИ ПОТОКА  $\text{Ra}(2,1)$  В ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ В ДЛИТЕЛЬНЫХ  
ЭКСПЕРИМЕНТАХ ИЗ-ЗА НАКОПЛЕНИЯ ПОЛОНИЯ-210/И.А.Харитонов. -  
Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1969,  
вып.4, с.121.

Рассмотрены причины изменения во времени потока нейтронов ампу-  
лированного  $^{226}\text{Ra}(2,1)$  в источниках и выведена формула, описывающая  
изменение потока с учетом накопления полония-210. Показано, что при  
использовании источника в качестве репера в эксперименте длительностью  
5 лет, погрешность в значении потока нейтронов, вычисленная по пред-  
лагаемой формуле, составит не более 0,1 % (табл.2, список лит. -  
15 назв.).

Цена 4 р. 40 к.

Индекс 3645