

INDC(CCP)-169/G



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЦЕНТРАЛЬНЫЙ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
АКАДЕМИЯ НАУК СССР
АКАДЕМИЯ НАУК УССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
АН УССР

Vol II

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Часть 4

МОСКВА — 1980

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР
Академия наук СССР Академия наук УССР
Институт ядерных исследований АН УССР

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,
Киев, 15-19 сентября 1980 г.

ЧАСТЬ 4

Москва - ЦНИИАтоминформ - 1980

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. Ч. 4. - М.: ЦНИАтоминформ, 1980. - 368 с.

В конференции по нейтронной физике участвовало свыше 250 чел., из них 50 зарубежных ученых. Советские и зарубежные научно-исследовательские организации представили на конференцию более 300 докладов. Доклады заслушивались на пленарных заседаниях и в секциях:

- секция I. Общие вопросы нейтронной физики;
- секция II. Экспериментальное изучение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами;
- секция III. Экспериментальное изучение взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами;
- секция IV. Сечения и другие характеристики процесса деления тяжелых ядер нейтронами;
- секция V. Потребности в ядерных данных и их оценка;
- секция VI. Экспериментальные методы нейтронной физики.

Более 230 докладов публикуются в четырех книгах. Часть докладов, поступивших на конференцию с опозданием, будет напечатана в первых выпусках сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы" за 1981 г.

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Проведение очередной конференции предполагается в 1983 г.

Редакционная коллегия и ЦНИАтоминформ просят авторов при подготовке докладов руководствоваться правилами, помещенными в конце книги.

Главный редактор Л.Н.Усачев

Редакционная коллегия:

В.П.Вертебный (зам. главного редактора), Д.А.Кардашев,
В.Н.Манохин

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИАтоминформ), 1980

Секция У*

ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ
И ИХ ОЦЕНКА

Председатель Л.Н. Усачев

Ученый секретарь Ж.И. Писанко

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ
ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ И УТОЧНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ КРИТИЧНОСТИ И
ВОСПРОИЗВОДСТВА РЕАКТОРОВ-РАЗМНОЖИТЕЛЕЙ НА БЫСТРЫХ
НЕЙТРОНАХ

В.А. Дулин, Ю.Г. Бобков, Н.Н. Булеева, Д.А. Казанский,
Л.Н. Усачев

(ФЭИ)

Описываются последние результаты по оптимизации систем констант с помощью оцененных интегральных экспериментов.

The last results in the field of utilization of integral experiments for nuclear data set optimization.

В ряде работ авторов [1-2] описывалась деятельность по оптимизации систем констант для быстрых реакторов путем систематического использования информации по интегральным экспериментам. Эта деятельность завершилась в свое время разработкой системы констант ОСКАР-76. Эта система, полученная путем использования набора 72 оцененных интегральных экспериментов и ряда оценок микроданных, дает в настоящее время хорошее описание как тех экспериментов, которые использовались при ее создании, так и целого ряда новых, выполненных после разработки ОСКАР-76. Представление об этом можно получить из табл. I, где представлены расхождения между экспериментом и расчетом, выраженные в процентах отклонений между

* Продолжение. Начало см. в ч. 3.

Таблица I

Сборка	С 8 / F 9		F 8 / F 9		P 9 / P 5		K _{эфф.} (мин K _∞)	
	!ОСКАР-76! Подогн.		!ОСКАР76! Подогн.		!ОСКАР-76! Подогн.		!ОСКАР-76 !Подогн.	
БЭС - 3I	-0,4	- 1,1	0,48	2,85	0,3	0,2	-0,5	- 0,06
БЭС - 33	-0,12	- 0,72	0	1,69	-1,10	-1,11	-0,3	0,27
БЭС - 42	1,33	- 0,14	1,0	2,6	2,6	0,51	-0,30	0,36
БЭС - 35	-0,1	1,66	-4,32	-1,62	-0,3	0,5	0,5	0,2
БЭС - 38	-0,6	0,42	-3,96	-0,29	-0,69	0,3	-0,68	-0,60
БЭС - 39	-	-	-3,3	-1,98	-	-	-	-
ZPR -6-6A	-	-	-	-	1,68	1,26	-0,6	-0,05
ZPR -6-7	- 1,5	- 2,4	-	-	0	-0,72	-0,85	-0,59
SNEAK - 7A	1,1	0,3	-	-	1,4	0,5	-	-
SNEAK - 7B	-1,8	-1,76	-	-	0,4	0,6	-	-

((E - C)/C) × 100%

экспериментом и расчетом. В дальнейшей своей работе в области оптимизации систем констант авторы пошли по пути усовершенствования формализма и решения задачи оптимизации и расширения и уточнения набора оцененных интегральных экспериментов. Ниже кратко описаны последние результаты, полученные авторами в этом направлении.

Практика использования наборов интегральных экспериментов показала необходимость анализа их непротиворечивости и согласованности. Набор, положенный в основу ОСКАР-76, был проанализирован с точки зрения правильности содержащихся там экспериментов и величины их ошибок. Некоторые эксперименты (сборка БЭС-31) были повторены, для других (ZPR-VI-6A) было проведено сравнение с результатами близкой по составу сборки БЭС-39. В набор были включены новые эксперименты, полученные недавно в опытах с размножающими средами, имеющими $K_{\infty} \sim 1$ в широком диапазоне энергий нейтронов [3]. Некоторые интегральные эксперименты (F8/F5 в БЭС-28, 30 и C8/F5 в ZPR-VI-6) были исключены ввиду их противоречивости.

Были закончен и процесс оценки интегральных экспериментов, заключающийся в приведении результатов измерений к условиям проведения расчетов [4]. Окончательный набор содержит 85 оцененных интегральных экспериментов.

Были существенно расширены возможности программ, реализующих решение задачи оптимизации за счет перевода их на ЭВМ БЭСМ-6. В настоящей реализации этих программ имеется возможность изменять до 300 параметров. За счет расширения числа варьируемых параметров появилась возможность провести более последовательный учет корреляций ошибок микроданных. В предыдущих работах авторы, представляя ошибку каждого сечения их трех компонент с различными корреляционными свойствами [статистически независимую в каждой группе для каждого типа сечения всех изотопов, скоррелированную в пределах данной энергетической области (корреляционного интервала) и скоррелированную по разным изотопам], были вынуждены отбрасывать чисто статистическую ошибку, так как ее учет приводил к резкому увеличению числа параметров, в то время как основной эффект на том этапе давали скоррелированные компоненты погрешности. В данной работе уже последова-

тельно реализован метод учета корреляций погрешностей, описанный в [5], т.е. учтены все компоненты погрешности. Варьировались сечения захвата, деления и ν для изотопов U-235, Pu-239, U-238 и сечения захвата железа. При этом число варьируемых параметров было равно 190. Проводилось несколько различных вариантов оптимизации систем констант, при этом менялись исходные значения сечений и исключались из рассмотрения те или иные типы интегральных экспериментов. В качестве исходных бралась или система ОСКАР-76, или данные, полученные для U-235 и Pu-239 из оценок В.А.Коньшина и сотрудников [6]. Как пример в табл. 2 приведены смещения в группах для сечений деления U-235, Pu-239 и захвата Pu-239 и U-235 при подгонке от данных оценки В.А.Коньшина.

Таблица 2
Смещения некоторых сечений при подгонке, % от данных оценки В.А.Коньшина и др.

Группа	U - 235			Pu - 239		
	CAP	FIS	NUF	CAP	FIS	NUF
1	19	-3	-1,8	-1	0,3	-0,5
2	19	-3	-1,8	-1	0,5	-0,5
3	19	-2	-2	-1	-0,2	-0,6
4	20	-3	-2	-1	1	-0,6
5	21	-4	-1	-1	-2	-0,6
6	6	-7	-1	-4	-4	-0,3
7	4	-5	-1	-4	-6	-0,3
8	1	-5	-0,8	-3	-5	-0,3
9	-20	-2	-0,2	4	1	-0,3
10	-20	-3	-0,2	5	1	-0,3
11	-20	-2	-0,1	6	3	-0,3
12	-12	-3	-0,3	5	5	-0,3
13	-8	-4	-0,3	1	6	-0,3
14	-10	-2	-0,3	2	5	-0,3
15	-6	-4	-0,4	2	5	-0,3
16	-3	-5	-0,4	-0,3	5	-0,3
17	1	-5	-0,5	-2	6	-0,3

Различные варианты оптимизации системы констант, проведенные как по полному набору интегральных экспериментов, так и по наборам, полученным из полного исключением экспериментов одного типа (например, $k_{эфф}$ и k_{∞} или отношения реактивностей углерода к реактивности P_{11}) и т.д., показали устойчивые тенденции в изменениях $k_{эфф}$ и КВ быстрых реакторов. Эти тенденции практически не зависят и от того, какие микро-данные принимать за основу - систему ОСКАР-76 или данные В.А.Коньшина и сотруд. Величины смещений в $k_{эфф}$ и КВ таковы:

$$КВ_{опт} = (КВ_{ОСКАР-76} + 0,01 КВ_{ОСКАР-76}) = 1,01КВ_{ОСКАР-76};$$

$$k_{эфф, опт} = 0,9965 k_{эфф} \text{ ОСКАР-76.}$$

Дисперсии при этом составляют $\pm 0,03$ для КВ и $\pm 0,01$ для $k_{эфф}$

Список литературы

1. Бобков Ю.Г., Дулин В.А., Казанский Ю.А., Усачев Л.Н. Подгонка групповых констант по оцененным интегральным экспериментам и последним версиям оцененных микроскопических ядерных данных. - В сб. "Нейтронная физика". М., ЦНИИАтоминформ, 1976, ч. I, с. 64.
2. Усачев Л.Н., Казанский Ю.А., Дулин В.А., Бобков Ю.Г. Подгонка оцененных микроскопических данных на основе оцененных интегральных экспериментов. - В сб. "Нейтронная физика". М., ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. I; или IJNC/(ССР)-109/U, IAEA, Vienna, 1977.
3. Толубев В.И. и др. Уточнение параметров критичности и воспроизводства по экспериментам на ряде критических сборок. - Доклад IAEA-244 на международном симпозиуме МАГАТЭ/АЯЦ по физике быстрых реакторов. Сентябрь 1977. Экс-Прованс, Франция.
4. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. М., Атомиздат, 1979.
5. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. М., Атомиздат, 1980.
6. Породинский В.А. и др. Групповые константы для U-235, Pu-239, Pu-240, Pu-241. - В сб. "Нейтронная физика". М., ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 42.

ТЕСТИРОВАНИЕ ДЕТАЛЬНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЖЕЛЕЗА
ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ В ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩЕЙ
РАЗМНОЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

В. В. Возяков, М. Ф. Воротынцев, В. А. Шивоваров,
А. А. Ваньков, А. И. Воропаев, А. В. Шапарь
(ФЭИ)

Исходя из библиотеки оцененных ядерных данных выполнены расчеты детального спектра в критической соорке. Результаты расчета сравниваются с экспериментом.

Detailed spectra calculations for critical assembly are fulfilled using the evaluated nuclear data library. A comparison of calculated and experimental data is made.

В 1977-78 гг. на стендах ВФС и КОБРА изучалась серия критических сборок, в которых центральная вставка ($K_{\infty} \approx 1$) собиралась из ^{235}U (90% обогащения) и нержавеющей стали [1]. Анализируя полученные данные, авторы работы [1] пришли к выводу, что заметная часть расхождения расчета с экспериментом может быть обусловлена погрешностями подготовки групповых констант в стандартных реакторных программах.

Ниже представлены некоторые результаты расчетов сборки КБР-3-3 (отношение ядер железа к ^{235}U ~ 135) исходя из библиотеки детальных ядерных данных. Метод решения задачи замедления нейтронов в многоизотопной среде на подробной (14000 узлов по энергии) нерегулярной сетке узлов изложен в работе [2]. Описание подготовленной в Центре ядерных данных (20 нуклидов) библиотеки содержится в работе [2]. Здесь только отметим, что ядерные данные для конструктивных элементов соответствуют оценкам ФЭИ.

В табл. I представлены два набора групповых блокированных констант. Первый набор соответствует усредненной энергетической зависимости сечений с весом детального спектра нейтронов. Полученные таким образом константы $\langle \sigma \rangle_{\text{дет}}$ рассматриваются как точные. Второй набор $\langle \sigma \rangle$ получен в приближениях, ис -

Таблица I
Групповые микросечения в зависимости от способа подготовки констант

Группа	Энергия	$\sigma_c (U-238)$		$\sigma_c (Fe)$		$\sigma_c (Mn)$	
		$\langle \sigma \rangle_{дет}$	$\frac{\langle \sigma \rangle_{дет} - \langle \sigma \rangle}{\langle \sigma \rangle_{дет}} \%$	$\langle \sigma \rangle_{дет}$	$\frac{\langle \sigma \rangle_{дет} - \langle \sigma \rangle}{\langle \sigma \rangle_{дет}} \%$	$\langle \sigma \rangle_{дет}$	$\frac{\langle \sigma \rangle_{дет} - \langle \sigma \rangle}{\langle \sigma \rangle_{дет}} \%$
I	10-6,5 МэВ	0,07559	2	0,0854	- 2	0,0376	<I
2	6,5 - 4	0,0106	I	0,034	- 2	0,0210	<I
3	4 - 2,5	0,0211	3	0,0296	- 6	0,0214	<I
4	2,5 - 1,4	0,0525	7	0,0253	- 3	0,0220	3
5	1,4 - 0,8	0,115	3	0,0275	7	0,0229	2
10	46,5-21,5 кэВ	0,467	2	0,0118	21	0,0538	I
11	21,5 - 10	0,641	-2	0,02408	9	0,0783	-3
12	10-4,65	0,874	<I	0,0180	6	0,0440	<I
13	4,65-2,15	0,989	<I	0,02824	2	0,186	13
14	2,15 - I	1,45	<I	0,0519	I	1,072	-19
15	1000-465 эВ	2,88	5	0,02970	-I	0,309	9
16	465-215	3,83	6	0,0178	<I	6,07	<I
17	215-100	17,0	8	0,0293	-2	0,617	3
18	100-46,5	13,7	14	0,0456	-2	0,401	<I
19	46,5-21,5	52,5	25	0,0683	-4	0,484	-3
20	21,5-10	103	46	0,102	-4	0,666	-3

пользуемых в системе констант ЕНАВ (усреднение сечений в трех верхних группах по спектру деления, в остальных группах – по спектру Ферми, учет резонансной самоэкранировки через факторы блокировки, концепция сечения разбавления).

Из табл. 1 следует, что имеет место заметное различие приближенного способа подготовки групповых констант и точного. Например, для сечения радиационного захвата ^{238}U $\sigma_{\text{г}}$ и $M_{\text{г}}$ отклонение от точного значения превышает 20% в ряде важных энергетических групп.

В табл. 2 приведены групповые потоки в разбиении ЕНАВ, полученные усреднением детального спектра $\varphi_{\text{дет}}$, и потоки, вычисленные по методологии группового подхода при различных способах введения поправок на внутригрупповой спектр ν_j в сечения упругого замедления. Даны четыре варианта: 1) все величины $\nu_j = 1$, кроме трех верхних групп, где $\nu_1 = 2,44$, $\nu_2 = 1,60$, $\nu_3 = 1,19$; 2) ν_j^{I} – поправки получены параболической интерполяцией групповых потоков; 3) ν_j^{II} – поправки получены параболической интерполяцией групповых значений плотности рассеяния; 4) ν_j^{III} – поправки получены параболической интерполяцией логарифмов групповых потоков. Все указанные способы интерполяции используются в программах стандартного реакторного расчета.

Из табл. 2 следует, что различие в потоках достигает 20% в 4, 10, 13–14 и 16–19 группах.

В табл. 3 сравниваются скорости основных реакций и K_{∞} , полученные в детальном и групповом расчетах. Из сравнения следует, что погрешность всех вариантов приближенного расчета $\sigma_c(U-238)$ аномально высока (~15%). Эта погрешность в основном связана с большим вкладом в результирующее сечение нейтронов малых энергий, где наиболее велика ошибка расчета заблокированных сечений (см. табл. 1).

На рис. сравниваются экспериментальный и расчетный спектры нейтронов. Расчетная кривая получена сверткой детального расчета по экспериментальной функции разрешения, указанной на рисунке. Из рис. и табл. 2 следует, что расхождение эксперимента с расчетом велико на "крыльях" спектра.

Кроме расчетов с указанной библиотекой ядерных данных ЦИД была проведена серия расчетов, в которых использовались

Таблица 2

Сравнение групповых нормированных потоков, полученных усреднением детального расчета, вычисленных по методологии группового подхода и полученных в эксперименте

Группы	Энергия	Детальный расчет	Групповой расчет ж)				Эксперимент
			b_j^{-1}	b_j^I	b_j^{II}	b_j^{III}	
I	10-6,5 Мэв	0,0 ² 394	2	6	2	8	25
2	6,5-4	0,0 ² 220	<I	5	<I	6	15
3	4-2,5	0,0 ² 623	-7	-3	-7	-2	13
4	2,5-I,4	0,0212	I	14	9	15	9
5	1,4-0,8	0,0450	-2	13	11	9	10
6	0,8-0,4	0,1134	-19	-2	-7	-2	6
7	0,4-0,2	0,1738	-1	-2	I	I	-6
8	0,2-0,1	0,1427	3	-3	2	-8	-4
9	100-46,5кев	0,1292	2	I	-2	-4	-10
10	46,5-21,5	0,1022	-9	-18	-14	-17	-14
11	21,5-10	0,0743	9	-8	4	-4	-2
12	10-4,65	0,0403	7	3	2	9	5
13	4,65-2,15	0,0393	7	16	I	18	7
14	2,15-I	0,0430	19	23	13	24	5
15	1000-465 эв	0,0294	11	8	5	8	16
16	465-215	0,0152	14	16	9	22	16
17	215-100	0,0118	8	21	7	21	21
18	100-46,5	0,0 ² 673	6	10	9	21	26
19	46,5-21,5	0,0 ² 286	-14	14	3	15	39
20	21,5-10	0,0 ³ 328	-60	5	-9	4	58

ж) Приведены различия с детальным расчетом $(\varphi_{дет.} - \varphi) / \varphi_{дет.}$, %

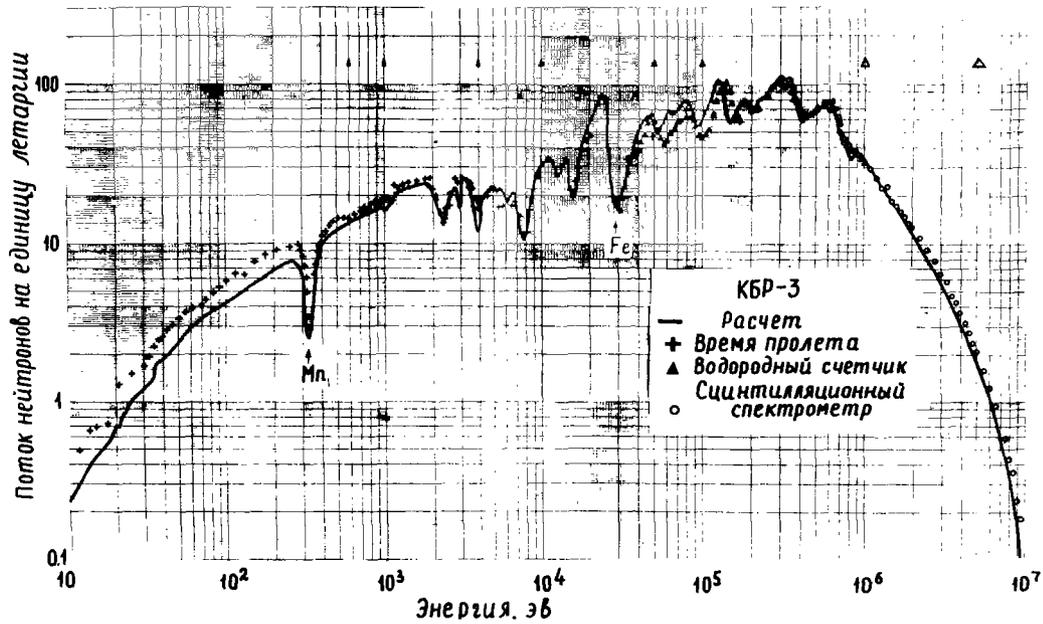
Таблица 3.

Скорости реакций и K_{∞}

Реакция	Усреднения по детальному спектру	Групповой расчет *)			
		σ_{j-1}	σ_j^I	σ_j^{II}	σ_j^{III}
$\sigma_f (P_U - 239)$	2,78	< I	5	< I	6
$\sigma_c (P_U - 239)$	1,39	3	II	3	12
$\sigma_f (U - 235)$	3,12	4	7	3	7
$\sigma_c (U - 235)$	1,13	4	9	3	10
$\sigma_f (U - 238)$	0,0160	-6	5	< I	6
$\sigma_c (U - 238)$	1,01	12	21	15	22
$\sigma_c (Fe)$	0,0123	5	8	5	8
$\sigma_c (Cr)$	0,0122	6	9	4	10
$\sigma_c (Ni)$	0,0229	4	2	3	4
$\sigma_c (Mn)$	0,187	9	12	5	16
$\sigma_c (B-10)$	5,62	4	9	3	10
K_{∞}	1,033	1,033	1,044	1,042	1,045

*) Приведены различия с детальным расчетом

$$\frac{\langle \sigma \rangle_{дет.} - \langle \sigma \rangle}{\langle \sigma \rangle_{дет.}}, \%$$



Спектр нейтронов в сборке КБР-3

файлы железа, марганца и ^{234}U из зарубежных библиотек. При переходе к файлу железа из библиотеки КЕДАК в рассчитанном спектре в окрестности сильного P -резонанса I, I кэв проявляется большой спад потока нейтронов по сравнению как с экспериментом, так и с расчетом в случае файла ЦЯД. Это объясняется неверным описанием структуры сечения радиационного захвата железа в файле КЕДАК. Если использовать файл марганца из библиотеки *ENDL*, то в области энергий ~ 300 эв значения расчетного потока получаются завышенными, что связано с отсутствием тонкой структуры сечения радиационного захвата марганца в этой библиотеке. Следует заметить, что в подобных ситуациях сравнение расчетного спектра с экспериментальным является достаточно точным методом обнаружения сильных узких резонансов.

Список литературы

1. Белов С.П., Голубев В.И., Дулин В.А. и др.
Исследование характеристик размножающей среды из урана и нержавеющей стали. В сб.: Вопросы атомной науки и техники, серия: Ядерные константы. Вып. 28 и 31, с. 41 и 54. М., ЦНИИАтоминформ, 1978.
2. Воротынец М.Ф., Пивоваров В.А., Ваньков А.А. и др.
Расчеты нейтронных спектров и подготовка групповых констант исходя из файлов ядерных данных. Препринт ФЭИ-1006, ФЭИ-1007. Обнинск, 1980.

ПЛОТНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ

А.Н.Глуховец, В.В.Филиппов

(ФЗИ)

Функции пропускания нейтронов $T(t) = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \frac{dP(\delta)}{d\delta} e^{-\delta t} d\delta$, измеренные для энергетических интервалов ΔE системы констант ВНАБ и более узких, проанализированы методом наименьшего направленного расхождения с целью восстановления плотности распределения полного нейтронного сечения $P(\delta)$ и моментов $M_k = \langle \delta^k \rangle$, $k = \pm 1, \pm 2, \dots$. Обсуждаются полученные значения факторов самоэкранировки.

The transmission function $T(t) = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \frac{dP(\delta)}{d\delta} e^{-\delta t} d\delta$ which were measured for energy intervals ΔE adopted in famous ВНАБ - group constant system and more narrow ones are mathematically treated. The probability distributions $dP(\delta)/d\delta$ and moments $\langle \delta^k \rangle$, $k = \pm 1, \pm 2, \dots$ are found. The values of selfscreening factors f are discussed.

Точность расчётов распространения промежуточных и быстрых нейтронов в протяжённых однородных средах во многом определяется корректностью учёта детальной энергетической зависимости нейтронных сечений. В групповых расчётах [1] эффекты резонансной структуры полного нейтронного сечения учитываются с помощью фактора самоэкранировки f , вычисляемого по моментам $M_k = \langle \delta^k \rangle$, $k = -2, -1, 1$ (угловые скобки означают усреднение по энергии). При вычислении моментов M_k ($k \neq 1$) по существующим [2] измерениям детальной энергетической зависимости сечения их величины оказываются смещёнными вследствие неадекватности энергетического разрешения, а значение фактора f завышается. В таких условиях весьма эффективным оказывается измерение пропускания нейтронов T на образцах варьируемой толщины t [3,4], позволяющее непосредственно определять [5] корректные значения M_k путём анализа функции пропускания $T(t)$. Однако наиболее полным (и компактным) способом представления информации о резонансной структуре сечения в пределах интервала ΔE усреднения пропускания $T(t)$ является [3] восстановление плотности распределения $\frac{dP(\delta)}{d\delta}$ путём решения интегрального уравнения

$$T(t) = \int_{\Delta E} e^{-\delta(E)t} dE = \int_{\Delta E} \frac{dP(\delta)}{d\delta} e^{-\delta t} d\delta. \quad (1)$$

Если для простоты принять, что на интервале ΔE сечение принимает лишь N дискретных значений σ_i , то плотность $\frac{dP(\epsilon)}{d\epsilon}$ есть суперпозиция взвешенных δ -функций

$$\frac{dP(\epsilon)}{d\epsilon} = \sum_{i=1}^N a_i \delta(\epsilon - \epsilon_i), \quad \sum a_i = 1, \quad (2)$$

а её параметры a_i , ϵ_i и N находятся методом наименьших квадратов из аппроксимации функции пропускания суммой экспонент

$$T(t) = \sum_{i=1}^N a_i e^{-\epsilon_i t}. \quad (3)$$

Такая дискретная форма плотности распределения предложена И.Н. Николаевым [3] для уточнения групповых расчётов методом подгрупп. Благодаря своей компактности (как правило, $N \leq 3$) она очень удобна в применении. В групповом подходе с её помощью рассчитываются правильные значения M_k и f .

При пользования оценёнными файлами нейтронных сечений в расчётах Монте-Карло возникает проблема оперативности обработки с громоздкими численными массивами, приводящие [6] к целесообразности перехода от E -представления (энергетическая зависимость сечения) к ϵ -представлению (плотность распределения сечения). В отличие от метода подгрупп [3] при достаточно подробном разбиении по ϵ здесь можно построить плавную форму плотности $\frac{dP(\epsilon)}{d\epsilon}$, соответствующую непрерывно меняющемуся сечению $\sigma(E)$. Однако сглаженность исходной энергетической зависимости сечения (из-за недостаточности разрешения) приводит к тому, что построенное таким образом распределение оказывается суженным [7].

В данной работе приводятся результаты восстановления плавной формы плотности распределения полного нейтронного сечения железа из измеренных функций пропускания в интервалах $\Delta E \sim 35$ кэВ ниже $E_M = 0,4$ МэВ и $\Delta E \sim 200$ кэВ при более высоких энергиях (эксперимент и усреднение его результатов - функций пропускания - для интервалов системы БНАБ сообщались ранее [7,8]).

Уравнение (1) решено методом наименьшего направленного расхождения [9] относительно $\frac{dP(\epsilon)}{d\epsilon}$ для 48 интервалов от 20 кэВ до 3,6 МэВ. Область решения $\Delta \epsilon$ выбирали так, чтобы на её краях искомая плотность обращалась в нуль. В качестве нулевого приближения принималось равномерное распределение, затем строился итерационный процесс, который велся до сходимости моментов M_k ($k = \pm 3$) с точностью до процента. Для случая восстановления плотности $\frac{dP(\epsilon)}{d\epsilon}$ в 50 точках обычно требовалось до 5000 итераций.

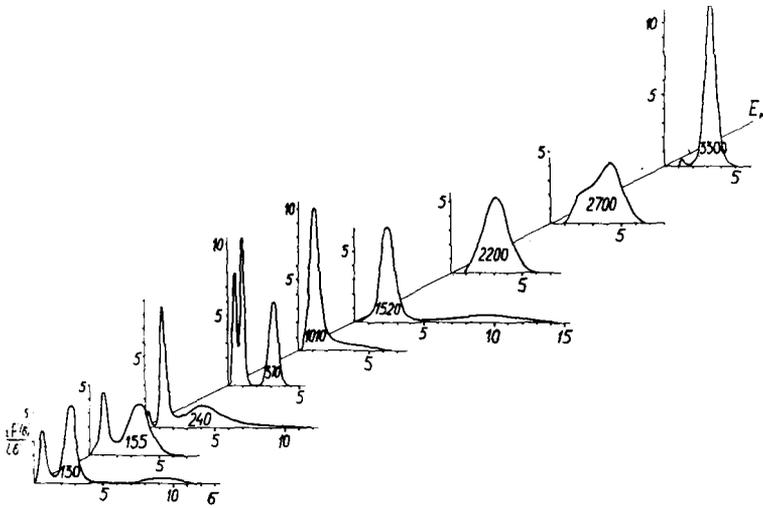


Рис. 1.
Плотность распределения полного нейтронного сечения ${}_{26}\text{Fe}$

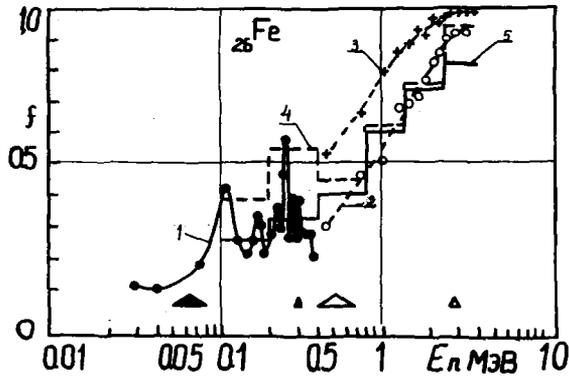


Рис. 2. факторы самоэкранировки полного нейтронного сечения ${}_{26}\text{Fe}$: 1, 2 - наши значения; 3 - расчёт по детальному ходу [2]; 4 - значение системы ВНАБ [1]; 5 - новые значения в той же системе

E_{Π}	$\langle \delta \rangle$	f	E_{Π}	$\langle \delta \rangle$	f
кэВ	барн		кэВ	Барн	
$\Delta E_{\Pi} \sim 30 \text{ кэВ}$			$\Delta E_{\Pi} \sim 200 \text{ кэВ}$		
30	7,88	0,113	0,45	3,44	0,232
40	9,64	0,103	0,51	3,14	0,323
105	3,82	0,424	0,73	3,51	0,416
129	3,34	0,260	1,01	2,85	0,565
149	4,19	0,215	1,10	2,63	0,646
154	4,05	0,257	1,27	3,05	0,678
167	4,04	0,338	1,44	3,06	0,683
174	3,55	0,313	1,52	3,55	0,558
188	4,60	0,215	1,65	3,22	0,715
204	4,04	0,339	1,73	3,65	0,602
210	4,50	0,210	1,79	2,82	0,803
226	4,30	0,367	1,93	3,34	0,730
235	3,82	0,297	2,10	3,12	0,643
248	3,06	0,464	2,22	3,16	0,633
255	2,96	0,552	2,34	3,32	0,776
269	3,14	0,269	2,37	3,33	0,632
278	3,08	0,396	2,50	3,60	0,642
291	3,76	0,267	2,55	3,66	0,641
302	2,33	0,384	2,70	3,75	0,791
312	2,82	0,284	2,85	3,69	0,761
327	3,09	0,330	3,00	3,11	0,910
336	3,05	0,280	3,15	3,45	0,906
350	3,13	0,286	3,32	3,21	0,920
370	3,67	0,204	3,48	3,31	0,885
			3,60	3,54	0,880

Примеры восстановления плавной плотности распределения полного нейтронного сечения даны на рис. 1. Усложненность её формы для меньших энергий понятна, если учесть, что, поскольку плотность обратно пропорциональна производной сечения по энергии, в области локального экстремума сечения или его постоянства плотность должна иметь максимум, величина которого определяется шириной этой области. Положение первого максимума согласуется с существующими [10] данными о глубине интерференционных минимумов; последующие максимумы естественно связать с постоянным (потенциальным) сечением и вкладом резонансных пиков. При больших энергиях вклады многих экстремальных точек в форму плотности статистически перемешиваются и распределение приближается к случайному.

Факторы самоэкранировки f , рассчитанные по моментам восстановленных распределений, собраны на рис. 2 вместе со старыми и скорректированными значениями системы БНАБ (гистограммы). Также показаны результаты прямых расчётов по детальным измерениям [2]; видно их существенное завышение, отражающее недооценку резонансных эффектов. В таблице собраны численные значения полученных средних сечений и факторов самоэкранировки.

Список литературы

1. Л.П.Абаган, Н.О.Базаянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев
Групповые константы для расчёта ядерных реакторов. М., 1964.
2. S. Cierjacks et al. К FK - 1000, Karlsruhe, 1968.
3. М.Н.Николаев и В.В.Филиппов. - АЭ, 15(1963)493. Также
М.Н.Николаев, В.В.Филиппов и М.З.Тараско-БМЦЯД в.3(1966)93.
4. В.В.Филиппов и М.Н.Николаев. - Англо-Советский семинар
" ядерные константы для расчёта реакторов ", АСГ - 68/17,
дубна, 1966. - INDC(СОР) - 16/L, p. 67. IAEA, Vienna, 1971.
5. М.Н.Николаев, В.В.Филиппов и И.И.Бондаренко. - АЭ, 11(1961)445.
6. L. Levitt. - NSE, 49(1972)450.
7. В.В.Филиппов и М.З.Тараско, в сб.: Нейтронная физика - 3,
ч.2, стр.57, ш., 1976.
8. А.Н.Глуховец, Г.А.Шакишев, М.З.Тараско и В.В.Филиппов. -
вопросы атомной науки и техники, сер.ЯК 3(34), стр.73, 1979.
9. М.З.Тараско, препринт МЭИ - 156, Обнинск, 1966.
10. В.В.Филиппов и В.М.Литяев, в сб.: Нейтронная физика - 4,
ч.2, стр.32, ш., 1977.

АПРОКСИМАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ
РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ
Н.А.Соловьев, В.Е.Колесов
(ФЭИ)

Описан метод полиномиальной аппроксимации нейтронных сечений в резонансной области, приводящий к многочленам Якоби.

Polynomial approximation method leading to the Jacob polynomials is described for the neutron cross sections in resonance range.

В резонансной области информация о сечениях взаимодействия нейтронов с атомными ядрами обычно задается либо в виде детального энергетического хода, либо с помощью специальных резонансных формул. Оба способа не свободны от недостатков. В первом случае для хранения информации требуется большая память ЭВМ. Для восстановления хода сечений во втором случае необходимо проводить весьма трудоемкие вычисления. Поэтому использование их в процессе подготовки констант для обеспечения расчетов методом Монте-Карло оказывается неэффективным и требует больших затрат машинного времени.

Будем описывать энергетический ход сечений в области разрешенных резонансов, разбив ее на сегменты, более экономичными с точки зрения затрат вычислительного труда аппроксимирующими формулами. Используем для этих целей алгебраические многочлены. Коэффициенты полинома выберем из условия наименьшего отклонения кривой от заданных значений сечения. Степень полинома оптимизируем исходя из допустимых погрешностей представления сечений.

Построение аппроксимирующих полиномов. Пусть имеется функция $f(x)$, заданная внутри сегмента $[x_k, x_{k+1}]$ таблично. Будем описывать функцию $f(x)$ полиномом степени N , который должен удовлетворять условиям непрерывности на границах и в некоторых случаях гладкости хотя бы первой степени. Эти условия запишутся:

$$\begin{aligned} f(x_k) &= \sum_{n=0}^N a_n x_k^n; \\ f(x_e) &= \sum_{n=0}^N a_n x_e^n; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} f'(x_k) &= \left(\sum_{n=0}^N a_n x_k^n \right)', \\ f'(x_e) &= \left(\sum_{n=0}^N a_n x_e^n \right)'. \end{aligned} \quad (2)$$

Очевидно, наименьшая степень полинома, удовлетворяющего условиям (1) и (2), равна трем, а только условию (1) — единице. В этом случае коэффициенты a_n могут быть найдены из решения систем (1) и (2). Тогда отклонения от функции $f(x_i)$ на сегменте будут

$$\delta_i = f(x_i) - \sum_{n=0}^N a_n x_i^n. \quad (3)$$

Будем строить аппроксимирующий полином в виде суперпозиции вышеприведенного и полинома, разложенного по ортогональным многочленам в точках x_i с тем условием, чтобы последний компенсировал отклонения δ_i внутри сегмента с заданной точностью, оставляя граничные условия в целости. Очевидно, что для этого необходимо минимизировать среднеквадратичное отклонение

$$\delta^2 = \sum_{i=k}^l [\delta_i - (x_k - x_i)^p (x_e - x_i)^p \sum_{m=0}^M b_m \varphi_m(x_i)]^2, \quad (4)$$

где $p = \begin{cases} 1 & \text{— для условия (1),} \\ 2 & \text{— для условий (1) и (2).} \end{cases}$

Заменой переменных

$$\begin{aligned} t_i &= [2x_i - (x_e + x_k)] / (x_e - x_k), \\ \delta'_i &= (2)^{2p} \delta_i / (x_e - x_k)^{2p}, \quad \delta' = (2)^{2p} \delta / (x_e - x_k)^{2p} \end{aligned}$$

минимизация выражения (4) сведется к минимизации

$$(\delta')^2 = \sum_{i=k}^l [\delta'_i - (1-t_i)^p (1+t_i)^p \sum_{m=0}^M b_m \varphi_m(t_i)]^2. \quad (5)$$

Условия ортогональности многочленов $\varphi_m(t_i)$ в таком случае записуются:

$$\sum_{i=k}^l [(1-t_i)^{2p}(1+t_i)^{2p} \sum_{m=0}^M b_m \varphi_m(t_i)] \varphi_s(t_i) = \begin{cases} 0, & m \neq s, \\ \neq 0, & m = s. \end{cases} \quad (6)$$

Из условия (6) следует, что в качестве ортогональных функций $\varphi_m(t)$ можно взять полиномы Якоби [1] с весовой функцией $(1-t)^{2p} (1+t)^{2p}$, т.е. $\alpha = 2p$, $\beta = 2p$.

Явное решение системы (5) на минимум с условием ортогональности (6) дает

$$b_m = \frac{\sum_{i=k}^l \delta'_i (1-t_i^2)^p \varphi_m(t_i)}{\sum_{i=k}^l (1-t_i^2)^{2p} \varphi_m^2(t_i)}. \quad (7)$$

Среднеквадратичное отклонение в этом случае будет

$$(\delta')^2 = \sum_{i=k}^l (\delta'_i)^2 - 2 \sum_{m=0}^M A_m + \sum_{m=0}^M B_m, \quad (8)$$

где

$$A_m = b_m \sum_{i=k}^l (1-t_i^2)^p \delta'_i \varphi_m(t_i);$$

$$B_m = b_m^2 \sum_{i=k}^l (1-t_i^2)^{2p} \varphi_m^2(t_i).$$

Таким образом, можно постепенно приближать среднеквадратичную ошибку $(\delta')^2$ к заданной путем добавления многочленов высших степеней.

Аппроксимация нейтронных сечений и функции распределения.

Применение описанной методики дает

$$G_k = \sum_{n=0}^N a_n E_k^n; \quad F(x_{min}) = \sum_{n=0}^N a_n x_{min}^n = 0;$$

$$G_l = \sum_{n=0}^N a_n E_l^n; \quad F(x_{max}) = \sum_{n=0}^N a_n x_{max}^n = 1, \quad (9)$$

где E_k и E_l - границы сегмента.

Поскольку границы сегмента для сечений желательно брать

в провалах или максимумах сечений, то

$$\left(\sum_{n=0}^N a_n E_n \right)' = 0; \quad (10)$$

$$\left(\sum_{n=0}^N a_n E_n^2 \right)' = 0,$$

где $N = \begin{cases} 1 & \text{для } F(x), \\ 3 & \text{для } G(E). \end{cases}$

Выражения для a_n :

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= -x_{\min} / (x_{\max} - x_{\min}), \\ a_1 &= 1 / (x_{\max} - x_{\min}) \end{aligned} \right\} \text{ для аппроксимации } F(x) \quad (11)$$

и

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= G_e + S(3E_e^2 E_k - E_e^3), \\ a_1 &= -6SE_k E_e, \\ a_2 &= 3S(E_k + E_e), \\ a_3 &= -2S, \end{aligned} \right\} \text{ для } G(E), \quad (12)$$

где $S = (G_e - G_k) / (E_e - E_k)^3$.

Детальный расчет проводится по формулам (7), (8). Многочлен Якоби для $m = 0, 1$ находим по формуле работы [2]:

$$\Psi_0 = 1, \quad \Psi_1 = 3x \quad \text{для аппроксимации } F(x); \quad (13)$$

$$\Psi_0 = 1, \quad \Psi_1 = 5x \quad \text{для аппроксимации сечений.}$$

Многочлены Якоби старших степеней находим по рекуррентной формуле работы [1] для $\alpha = 2P$ и $\beta = 2P$:

$$2(m+1)(4P+m+1)(4P+2m)P_{m+1}(x) = (4P+2m+2)(4P+2m) \times \\ \times (4P+2m+1)P_m(x) - 2(2P+m)^2(4P+2m+2)P_{m-1}(x), \quad (14)$$

где $P = \begin{cases} 1 & \text{для аппроксимации, } F(x), \\ 2 & \text{для аппроксимации сечения.} \end{cases}$

Данный метод реализован в виде программы на языке ФОРТРАН для ЕС ЭВМ, в настоящее время проходит тестовые испытания. Исходными данными служат библиотеки ENDF/V с детальным ходом

сечения [3]. Функция распределения в неразрешенной области получается с помощью методики, описанной в [4].

Список литературы

1. Суетин П.К. Классические ортогональные многочлены. М.: Наука, 1979, стр. 247.
2. Абрамовиц М.А., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979, стр. 599.
3. Garber D., Dunford C., Pearlstein S. - BNL-NCS-50496, ENDF 102, 1975.
4. Колесов В.Е., Соловьев Н.А. - Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 3, с. 180.

ПАКЕТ ПРОГРАММ ПОДГОТОВКИ НЕЙТРОННЫХ КОНСТАНТ
ДЛЯ РАСЧЕТОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО НА ОСНОВЕ
ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ
В.Е.Колесов, Н.А.Соловьев
(ФЭИ)

В соответствии с энергетической структурой нейтронные сечения представляются таблично с заданием закона интерполяции в виде аппроксимирующих многочленов и с помощью функции распределения накопленной вероятности. Описывается схема подготовки констант и соответствующие программы для ЭВМ.

In accordance with the energy structure the neutron cross sections are displayed either the tables with the given interpolation law, or the approximating polynomials, or the accumulated probability distribution function. The scheme of the cross sections preparation and the relevant computer codes are described.

Для расчета ядерных реакторов и их радиационной защиты методом Монте-Карло требуются данные по взаимодействию нейтронов и гамма-квантов с материалами, используемыми в реакторостроении. Более или менее полная информация о взаимодействии нейтронов с ядрами различных веществ содержится в библиотеках оцененных ядерных данных.

Метод Монте-Карло не накладывает каких-либо ограничений на способы представления и хранения ядерных данных. Для полной реализации возможностей метода целесообразно выбрать наиболее точные представления. Можно, например, непосредственно применять файлы с оцененными данными.

Однако прямое использование данных в расчетах файлов фундаментальных библиотек связано с определенными трудностями, обусловленными ограниченностью возможностей современных ЭВМ. В практических расчетах очень часто ограничиваются сравнительно грубыми приближениями. Например, широко используется групповой подход [1].

В то же время применение групповых констант часто оказывается недостаточным для получения требуемых результатов. Осо-

бенно это важно в расчетах защиты ядерно-энергетических установок. Здесь необходима более детальная информация по константам взаимодействия излучения с веществом. Поэтому разработка эффективных способов подготовки ядерно-физических констант для расчетов методом Монте-Карло, которые позволили бы получать практические результаты с достаточной точностью, представляет собой весьма актуальную задачу.

Опишем схему подготовки нейтронных констант для проведения расчетов методом Монте-Карло, основанную на использовании имеющихся библиотек оцененных ядерных данных. При этом постараемся учесть априорную информацию о структуре сечений и особенности моделирования процессов в методе Монте-Карло.

В задачах расчета реакторов и защиты интересующие исследователей энергии нейтронов простираются от очень малых (тепловых) значений до 15–20 МэВ. В энергетической зависимости нейтронных сечений выделяются три области: область плавного хода сечений, резонансная область и область неразрешенных резонансов. В каждой из этих областей структура сечений имеет свои характерные особенности, которые необходимо учитывать в процессе подготовки нейтронных констант.

Поскольку, как правило, сечения имеют сложную энергетическую зависимость, аппроксимация их с достаточной точностью в широких энергетических областях вряд ли возможна. Следовательно, целесообразно разбивать энергетическую ось на сегменты с границами в некоторых характерных точках.

При решении задач защиты особенно важен корректный учет минимумов и максимумов в сечениях. Это приводит к необходимости точного совпадения аппроксимирующего полинома с сечениями в таких точках и наличия минимума и максимума в них. Таким образом, если выбрать в качестве границ сегментов эти точки, то естественным образом вытекает непрерывность и по крайней мере первая степень гладкости на границах для аппроксимирующих полиномов. Степень такого полинома также будет определяться из необходимости обеспечения уклонения его от значений сечений внутри сегмента, меньших заданных.

Пусть сечение $\sigma(E_j)$ задано в отдельных точках по энергии E_j и $E_j \in [E_{\min}, E_{\max}]$. Тогда определим сегменты I_n таким образом, чтобы

Опять, если δ_i удовлетворяют условию точности, то точки E_i и $\mathcal{E}(E_i)$ для $k < i < l-1$ отбрасываются, иначе процесс повторится для $k < i < l-2$, $k < i < l-3$, ..., $k < i < l-(l-k)+2$, $k+1 < i < l$, ..., $k+(l-k)+2 < i < l$. Таким образом мы сохраняем столько точек, сколько необходимо для описания сечения с данным законом интерполяции и с заданной точностью.

Сечения внутри сегментов второго класса будем описывать аппроксимирующим полиномом, дробно-рациональным выражением и другими функциями, которые достаточно быстро считаются на ЭВМ.

Попытаемся найти полином в виде суперпозиции двух полиномов:

$$\sum_{i=0}^N a_i E^i$$

и

$$(E - E_k)^M (E - E_l)^N \sum_{j=0}^J b_j E^j,$$

где a_i находятся из условия непрерывности и соответствующей гладкости на границе;

b_j - исходя из заданной точности аппроксимации.

Условие непрерывности, в частности, выполнится, если будем сохранять точные значения сечения на границах сегмента. Таким образом, функция из первого класса непрерывно может быть продолжена во второй и наоборот. Кроме того, аппроксимация полиномами может обеспечить и заданную степень гладкости внутри и на границах сегментов. Сечения в области неразрешенных резонансов представим функцией распределения накопленной вероятности [2]. Следовательно, непрерывное продолжение сечения как из третьего класса сегментов, так и в него невозможно. Это связано с тем обстоятельством, что мы заменяем точное сечение вероятностным.

В настоящей работе лишь кратко описаны основные направления, разрабатываемые авторами в области константного обеспечения расчетов реакторов и защиты методом Монте-Карло. В настоящее время написаны программы разбивки детального хода на сегменты с граничными точками, где сечение минимально либо максимально, определения принадлежности сегмента к классу, аппроксимации многочленами, редуцирования точек и нахождения функции распределения накопленной вероятности. Все программы ориентированы на работу с библиотеками в формате [3]

и написаны на языке ФОРТРАН для ЕС ЭВМ. Часть программ проходит тестовые испытания.

Сечения должны представляться детальным ходом. Файлы, в которых сечения заданы резонансными параметрами, следует преобразовать.

Список литературы

1. Колесов В.Е., Соловьев Н.А. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 2 (37). М.:Атомиздат, 1980, с. 119.
2. Колесов В.Е., Соловьев Н.А. - Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 3, с. 180.
3. Garber D., Dunford C., Pearlstein S. - ENL-NCS-50496. ENDF 102. 1975.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ КРИТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

В. Д. Казарицкий

(ИГЭФ)

Проанализированы тестовые эксперименты для решеток тепловых реакторов с урановым топливом. Метод Монте-Карло использован для вычисления скоростей реакций и их возмущений от утечки нейтронов. Последние были вычислены с помощью метода коррелированной выборки. Рассмотрение нейтронной утечки с помощью основной моды уменьшает ошибки дифференциальных величин.

Uranium fueled thermal-reactor lattice benchmarks were analysed. A Monte Carlo method was used for calculation of cell reaction rates and their perturbations by neutron leakage. The latter were calculated by means of a correlated sampling method. The treatment of fundamental-mode neutron leakage significantly reduces errors of differential values.

Анализ интегральных экспериментов с целью уточнения ядерных данных для реакторов на тепловых нейтронах проводится в 3 этапа (смотрите, например, /1/):

- 1) подготовка ядерных данных,
- 2) расчет скоростей реакций для ячейки,
- 3) вычисление поправок на утечку нейтронов.

На 2 этапе часто применяется метод Монте-Карло, так как он позволяет непосредственно получить из дифференциальных ядерных данных интегральные параметры ячейки, то есть скорости реакций или их отношения (спектральные индексы). На последнем этапе устанавливается связь между расчетными и экспериментальными величинами путем введения поправок, учитывающих конечные размеры реальной решетки, другими словами, утечку нейтронов из реактора. При этом реактор гомогенизируют и решают соответствующую многогрупповую задачу, используя эффективные сечения. В тепловых реакторах эти поправки представляют собой малые возмущения, поэтому можно на основе теории возмущений построить эффективные методы Монте-Карло для их расчета. В работе [2] предложены оценки величины возмущения реактивности, учитывающие в первом приближении изменения источника. Расчетная схема реализована в рамках метода поколений с постоянным числом точек. Для анализа интег-

ральных экспериментов эту схему следует обобщить на произвольный линейный функционал потока.

Запишем уравнение переноса для плотности столкновения нейтронов i -го поколения [3]

$$\Psi_i(x) = \int K_S(x/x') \Psi_i(x') dx' + S_i(x), \quad (1)$$

где x - 6 -мерный вектор фазового пространства; $K_S(x/x')$ - ядро рассеяния, а $S_i(x)$ - плотность первых столкновений нейтронов i -го поколения. В дальнейшем для упрощения записи индекс i опускаем. Введем функционал

$$J = \int \Psi(x) \Psi(x) dx / \int S(x) dx, \quad (2)$$

где $\Psi(x)$ - ограниченная функция. Эту величину можно интерпретировать как относительную скорость реакции. Вариация функционала равна

$$\delta J = \left\{ \int \delta \Psi(x) \Psi(x) dx + \int \Psi(x) \delta \Psi(x) dx - \int \delta S(x) dx \right\} / \int S(x) dx. \quad (3)$$

Функция $\Psi(x)$ является решением уравнения (1) [$\Psi(x)$ у нас равно $\Psi_i(x)$] и представляется рядом Неймана [3]

$$\Psi(x) = S(x) + \int K_S(x/x_0) S(x_0) dx_0 + \iint K_S(x/x_1) K_S(x_1/x_0) S(x_0) dx_1 dx_0 + \dots \quad (4)$$

при условии, что

$$0 < S(x),$$

$$\text{а } 0 < \int K_S(x'/x) dx' < 1. \quad (5)$$

Плотность столкновений в возмущенной системе $\Psi(x)$ представляется аналогично с заменой $K_S(x/x')$ на $K_S^P(x/x')$ и $S(x)$ на $S^P(x)$. Для вычисления интегралов в (3) $\delta \Psi(x)$ запишем в виде

$$\delta \Psi = \Psi^P - \Psi = \Psi_1^P - \Psi + \Psi^P - \Psi_1^P, \quad (6)$$

где $\Psi_1^P(x)$ -функция, определенная рядом (4), в котором $K_S(x/x')$ надо заменить на $K_S^P(x/x')$, а источник $S(x)$ тот же. Считая, что распределение источника устанавливается за одну итерацию (первое приближение), положим

$$S^P(x) = \int K_f^P(x/x') \Psi_1^P(x') dx', \quad (7)$$

здесь $K_f^P(x/x')$ - ядро деления в возмущенной системе. Таким образом, за 2 итерации, моделируя траектории поочередно, в не-

возмущенной и возмущенной системах с одинаковым источником $S(x)$ (первая итерация), а затем только в возмущенной, но с разными источниками $S(x)$ и $S'(x)$ (вторая итерация), вычисляем все интегралы в (3). Эта процедура повторяется для каждого поколения нейтронов в невозмущенной системе.

На основе предложенной методики составлена программа на ФОРТРАНе, которая в совокупности с универсальной программой МКБ выполняет методом Монте-Карло расчет скоростей реакций и их возмущений в реакторе. Для анализа взята решетка TRX с отношением объемов замедлителя к топливу, равным 2,35. Эти

Скорости реакций	П о п р а в к и			
	I итерация	полная	[4]	с весами
Надтепловые				
238с 0,2067 ±0,0020	-0,0352 ±0,0006	-0,0254 ±0,0017	-0,0252	-0,0251 ±0,0007
238f 0,0408 ±0,0009	-0,0036 ±0,0003	-0,0021 ±0,0007	-0,0033	-0,0027 ±0,0002
235f 0,0388 ±0,0009	-0,0074 ±0,0004	-0,0046 ±0,0007	-0,0051	-0,0052 ±0,0003
Тепловые				
238с 0,1462 ±0,0017	-0,0338 ±0,0009	-0,0238 ±0,0015	-0,0228	-0,0220 ±0,0007
235f 0,3901 ±0,0023	-0,0881 ±0,0013	-0,0557 ±0,0024	-0,0603	-0,0606 ±0,0011
Kэфф 1,155 ±0,006	-0,241 ±0,003	-0,151 ±0,004		-0,167 ±0,003

решетки известны как тестовые для реакторов на тепловых нейтронах [4]. На выполнение расчетов, результаты которых сведены в таблицу, затрачено 3 часа счетного времени машины БЭСМ-6, при этом расчет поправок занял около 10% от общего времени. Для улучшения точности вычисления поправок в первой итерации применялась корреляция траекторий по объему возмущений [5]. Особенности моделирования нейтронных историй для получения оценок скоростей реакций и эффективного коэффициента размножения подробно описаны в нашей работе [6]. Так как моделировать реактор целиком очень трудно, считалось, что "возмущенная" решетка имеет конечные размеры только по высоте ($V^c = V_2^c =$

57 м⁻²). Слева в таблице помещены скорости реакций, а справа поправки. Причем в первой колонке располагается вклад первой итерации, во второй полные поправки, а в третьей поправки, приведенные в [4]. Последние получены для ячеек ТРХ с использованием системы нейтронных данных ENDF/B-3; реактор рассчитывался как гомогенный с эффективными сечениями, полученными методом Монте-Карло для ячейки. Величины полных поправок хорошо согласуются с данными [4], за исключением реакции деления ядер урана-235 на тепловых нейтронах, где разница достигает 2 средних квадратичных отклонений. Большой относительный вклад членов второго порядка (по всем реакциям в среднем около 30%), вероятно, указывает на то, что увеличение статистики не приведет к повышению точности результатов. В рамках используемой модели необходимо будет принять в расчет члены более высокого порядка относительно возмущения источника [7]. Однако в случае интерпретации данных для реакторов типа ТРХ, имеющих хорошо определенный лапласиан, в этом нет необходимости. Вводя для нейтронов веса W по формуле [5]

$$W = 1 - \cos [\theta_z (z_0 - z)],$$

где z_0 и z — соответственно координаты точки рождения и поглощения по оси \vec{z} , можно обойтись без моделирования траекторий в возмущенной системе и вычислять на одних траекториях и скорости реакций, и поправки. Расчет (последняя колонка таблицы) подтверждает, что в случае рассматриваемой решетки ТРХ достаточно одной итерации. Это означает, что функция $\cos(\theta_z z)$ является хорошим приближением к функции ценности нейтронов деления в возмущенной системе [7].

Рассмотренные методы позволяют однозначно связать экспериментальные и расчетные величины. Использованный комплекс программ показал высокую эффективность при анализе наиболее интересных для практики стержневых решеток.

Список литературы

1. Hardy J. — Trans.Amer.Nucl.Soc., 1974, v.18, p.351.
2. Nakagawa M., Asacka T. — J.Nucl.Sci.Tech., 1978, v.15, p.400
3. Takahashi H. — Nucl.Sci.Eng., 1970, v.41, p.259.

4. Hardy J. - In: Seminar on Uranium-238 Resonance Capture. BNL-MCS-50451, 1975, p.18.
5. Gelbard E.M., Lell R. - Nucl.Sci.Eng., 1977, v.63, p.9.
6. Казарицкий В.Д. Препринт ИТЭИ-137, М., 1978.
7. Полевой В.Б.-Атомная энергия, 1976, т.40, вып.6, с.451.

О РЕЗОНАНСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ НЕЙТРОНОВ В ^{238}U

Н.И.Далетин, В.А.Дюлька

(ИФЭ им. И.В.Курчатова)

Приводятся результаты расчетов резонансного поглощения нейтронов ^{238}U в различных ячейках ядерных реакторов. Делается вывод, что константы для ^{238}U библиотек UKNDL и ENDF/B-IV близки к принятым в СССР. Обсуждается вопрос о возможной модификации микросечений ^{238}U для согласования расчетов с реакторными экспериментами.

The results of reactor lattice cell calculations for resonance capture in ^{238}U are described. It is concluded that discrepancy between UKNDL and ENDF/B-U-238 data and Soviet data is small. A probably modification of ^{238}U cross-sections for adjustment of calculations with lattice experiments is discussed.

В течение ряда последних лет (см., например, [1]) обсуждается вопрос о систематическом расхождении результатов расчетов по наиболее точным, использующим последние данные по микросечениям, программам (как монте-карловским, так и программам типа WIMS₂ [2]) с результатами интегральных экспериментов (измерения $k_{\text{эфф}}$, ρ^{28} , M.C.R.* и т.д.). В качестве фактора, "подозреваемого" в наблюдаемых расхождениях, многие авторы называли резонансное поглощение в ^{238}U [1]. В системе WIMS-2 имеются 3 ряда групповых резонансных интегралов для ^{238}U . Первый ряд, отмеченный цифрой 2, следующей после точки за номером нуклида (238.2, I238.2, 2238.2), основан на расчетах, использующих микроскопические данные из библиотеки UKNDL. Второй ряд (238.3, I238.3, 2238.3) отличается тем, что групповые резонансные интегралы уменьшены по сравнению с рассчитанными на 10%. Третий ряд (238.4, I238.4, 2238.4) получен с помощью вычитания из резонансных групповых интегралов ("базовых") первого ряда величин

*
$$M.C.R. = \frac{k_8 \sigma_c^{28}}{k_5 \sigma_f^{25}}$$
 - модифицированный коэффициент конверсии.

$$0,2 \left(\nu - \frac{3RI(\sigma_p)}{2\sigma_p} \right)$$

барн.

Серия расчетов по системе *WIMS-D* и по программе *MMK222* [3] и *MΦNR-1*, результаты которых будут излагаться, проводилась с использованием различных констант. Сравнение, таким образом, позволяет судить о суммарном различии результатов за счет приближений и за счет различия констант. Были выполнены расчеты для следующих ячеек:

1. Ячейка с графитовым замедлителем и блоком из естественного металлического урана. Между блоком и графитом имеется воздушный зазор.

2. Та же ячейка с зазором, заполненным водой.

3. Ячейка с водой в качестве замедлителя и блоком из окиси урана 3,6% обогащения.

4,5,6. Ячейки с водой в качестве замедлителя и блоком из окиси урана 80% обогащения. Между собой эти ячейки отличаются по внешнему радиусу, следовательно, по объему, занимаемому водой.

7. Ячейка с графитовым замедлителем и тепловыделяющей сборкой (ТВС) стерженькового типа, сходной с ТВС реактора РБМК. Стержни выполнены из окиси природного урана. Между стержнями - воздух.

8. Та же ячейка, что и 7, но ТВС заполнена водой.

9. Та же ячейка, что и 7, но стержни из окиси урана 2% обогащения.

10. Та же ячейка, что и 9, но ТВС с водой.

Результаты расчетов демонстрируются в таблице. Во всех вышеперечисленных случаях ячейки считались бесконечными по длине и на внешних границах ток нейтронов выбирался равным нулю.

В столбцах таблиц под значком *M-K* стоят числа, полученные по программам *MMK 222S* и *MΦNR-1*. Расчет по этим программам выполнялся последовательно. Вначале для расчета распределения нейтронов в области от 10 МэВ до 10 кэВ использовалась программа *MMK 222S* [3], базирующаяся на групповых сечениях и подгрупповых параметрах системы констант *АРАМАКФ-2* [4]. Результаты работы программы *MMK 222S* давали возможность

здать источники нейтронов в программу *MPNR* -I, которая рассчитывает распределение нейтронов в области от 10 кэВ до 1 эВ (или 0,465 эВ). В этой программе используется детальный ход резонансных сечений для U^{238} и U^{235} , получаемый по программе *CROJ* [5]. Для остальных нуклидов берутся групповые сечения из 26-групповой системы констант [6].

В таблицах в столбцах под значком *WIMS-I* приведены результаты расчетов, в которых для описания сечений U^{238} использовался "нуклид 2238.2" (см. выше). Значком *WIMS-II* обозначены результаты, полученные с нуклидом 2238.4.

Из чисел таблицы следует:

1. Приближения, заложенные в алгоритмы системы *WIMS'*, ответственные за вычисления резонансного поглощения, обеспечивают приемлемую точность вычисления таких интегральных величин, как доля поглощенных нейтронов в U^{235} и в U^{238} в резонансной области.

2. Микроскопические сечения, лежащие в основе рекомендуемого варианта групповых сечений для U^{235} ("нуклид" - 2235.4), по-видимому, близки к сечениям, используемым в программах *MMK 222S* и *MPNR*. Во всяком случае они приводят к близким значениям доли поглощенных нейтронов в U^{235} в резонансной области для ячеек с блоками, содержащими уран разного обогащения: от природного до 80%.

3. Микроскопические сечения, лежащие в основе "базового" варианта групповых сечений для U^{238} (нуклид - 2238.2, соответствующие результаты в данной работе помечаются значком *WIMS-I*), по-видимому, близки к сечениям, используемым в программах *MMK 222S* и *MPNR*. Различия в долях поглощенных нейтронов в U^{238} в резонансной области лежат в пределах совместной ошибки монте-карловского расчета и ошибки расчета по системе *WIMS'*, связанной с используемыми приближениями. Тем не менее, если придать значение тому факту, что сравниваемая величина, рассчитанная по системе *WIMS-D*, оказывается всюду для ячеек с простой геометрией несколько ниже, чем полученная по монте-карловским программам (на 1-5%), можно предположить, что сечения, на которых основываются последние программы, ближе к сечениям американской библиотеки *ENDF/B-IV*. Относительно последних имеются указания [1], что они приводят к эффективным резонансным инте-

грамм для типичных решеток, примерно на 0,5 барна более высоким, чем сечения библиотеки ИКАЭ. Такое различие будет приводить к разнице в доле поглощенных нейтронов в U^{238} в резонансной области примерно на 2,5-5%.

4. Величины, полученные с использованием рекомендуемых авторами системы WIMS-2 варианта групповых сечений ("нуклид" 2238.4; соответствующие результаты помечаются значком WIMS-II), оказываются всюду заметно ниже полученных по монте-карловским программам. Различие особенно велико для ячеек I и 2, в которых имеется самый "толстый" из рассмотренных урановый блок. Заметим, что в последних публикациях [7] авторы систем WIMS-2 признают, что уменьшение групповых резонансных интегралов, заложенное в нуклид 2238.4, по сравнению с основанным на микроскопических измерениях интегралов нуклида 2238.2 слишком велико, и вводят новый "нуклид" 2238.5, в котором поправки вдвое меньше. Поскольку расчеты и с "базовым" вариантом сечений, т.е. с нуклидом 2238.2 приводят к чуть заниженным по сравнению с монте-карловскими величинам поглощений, то использование нуклида 2238.5 увеличило бы различие расчетных величин. Естественно ожидать, что величины поглощений в U^{238} , полученные с нуклидом 2238.5, легли бы примерно посередине между результатами для нуклидов 2238.2 и 2238.4.

5. Расчёты резонансного поглощения с нуклидом 2238.3 (таблица, столбцы со значком WIMS-III) показывают, что результаты при этом мало отличаются от величин, полученных при использовании нуклида 2238.4 и, следовательно, сильно занижены по сравнению с монте-карловскими и с результатами для нуклида 2238.2.

Приведем некоторые дополнительные сведения из литературы.

В сборнике трудов семинара по резонансному поглощению [1] отражено преобладавшее среди участников семинара мнение, которое сводилось к следующим основным выводам:

1. Микроскопические сечения для U^{235} в резонансной области из разных библиотек согласуются друг с другом, достаточно хорошо описывают интегральные эксперименты и, следовательно, не требуют пересмотра.

2. Сечения для U^{238} в той же области из разных библиотек слегка отличаются и, как следует из рассмотрения всего комп-

Физические параметры для ячеек I-10

№ ячейки	Величина	WIMS-I	WIMS-II	WIMS-III	M-K**
1	Π_c^{28*}	0,178	0,161		0,179
	(0,5 эв)	(-0,6%)	(-10,1%)		(I \pm 1,1%)
	Π_a^{25}	0,0357	0,0371		0,0347
	(0,5 эв)	(+2,9%)	(+6,9%)		(I \pm 1,4%)
2	Π_c^{28}	0,158	0,143		0,162
	(0,5 эв)	(-2,5%)	(-11,7%)		(I \pm 1,2%)
	Π_a^{25}	0,0317	0,0326		0,0322
	(0,5 эв)	(-1,6%)	(+1,2%)		(I \pm 2,8%)
3	$\Pi_a(>196)$	0,305	0,296		0,315
		(-3%)	(-6%)		
	$\Pi_c^{25}(>196)$	0,031	0,032		0,032
		(-3%)	(0%)		
	$\Pi_c^{28}(>196)$	0,175	0,165		0,183
		(-4%)	(-10%)		
4	Π_a^{28}	0,0207			0,0216(I \pm
	(0,625)	(-4%)			\pm 3%)
5	"	0,0117			0,0121(I \pm
		(-3%)			\pm 2%)
6	"	0,00332			0,00356(I \pm
		(-7%)			\pm 2%)
7	Π_c^{28}	0,162	0,150	0,151	0,168(I \pm 0,6%)
	(1 эв)	(-3,6%)	(-10,7%)	(-10,1%)	
8	"	0,121	0,114	0,112	0,117(I \pm 0,9%)
		(+3,4%)	(-2,6%)	(-4,3%)	
9	"	0,155	0,142	0,120 2838	0,159(I \pm 0,6%)
		(-2,5%)	(-10,7%)	0,125 2838	

№ ячейки	Величина	WIMS-I	WIMS-II	WIMS-III	M-K ^{XX}
Ю	Π_c^{28} (I эВ)	0,118 (+4,4%)	0,107 (-5,3%)		0,113 (I±0,9%) 0,098 ^{XXX}

$$* \Pi_x^y(>E_{ev}) = \int_{>E_{ev}} \sum_x^y \varphi(\bar{r}, E) d\bar{r} dE / \int_{>0} \sum_a \varphi(\bar{r}, E) d\bar{r} dE,$$

$$x = c, a, f, \quad y = 28, 25.$$

^{XXX} Поглощение вычислялось для $E > 0,465$ эВ.

^{XXXX} Величины получены с учетом утечки.

лекса реакторных экспериментов, по-видимому, нуждается в модификации. Конкретные предложения разных авторов по модификации сечений, однако, существенно различны.

Так, в статье И.Р. Аскью [7] делается вывод, что для лучшего согласия со всем комплексом реакторных экспериментов (Корр., М.С.Р., Тэпп., накопление различных изотопов) требуется уменьшение эффективных резонансных интегралов примерно на 0,7 барна. Это уменьшение составляет примерно половину того уменьшения резонансного поглощения, которое заложено в нуклиде 2238.4 по сравнению с нуклидом 2238.2. Отмечается также, что сечения библиотек ENDF/B-IV и ENDF/B-III дают эффективные резонансные интегралы примерно на 0,5 барна больше, чем сечения UKNDL (в системе WIMS-D на последних сечениях основаны групповые сечения нуклида 2238.2). Следовательно, для американских библиотек поправка должна быть, по мнению И.Р. Аскью, большей.

В представленной в том же сборнике статье В. Ротенштейна [8] обосновывается следующий вывод.

Для хорошего описания экспериментальных результатов по *M.C.R.* и ρ^{28} желательно уменьшение эффективных резонансных интегралов, основанных на сечениях *ENAP/B-IV*, примерно на 0,4 барна. При этом расчетные значения $K_{эфф}$ останутся примерно на 1% ниже экспериментальных. Следовательно, попытка уменьшить величину резонансного поглощения так, чтобы согласовать значения $K_{эфф}$, привела бы к расхождению в значениях ρ^{28} и *M.C.R.*

Сравнивая выводы И.Р. Аскья и В. Ротенштейна, видим их противоречивость. Из результатов В. Ротенштейна следует:

1. Модификация только сечений резонансного поглощения, вопреки мнению И.Р. Аскья, не приводит к удовлетворительному описанию всего комплекса экспериментов.

2. Рекомендация В. Ротенштейна по уменьшению эффективных резонансных интегралов (с учетом отмеченного различия английских и американских сечений) означает, что базовые константы системы *WIMS-D* (нулевой 2238.2) вообще не следует менять.

Приведенные в данной работе результаты и опыт расчетов, приобретенный при их получении, позволяет нам высказать следующее утверждение.

Аргументы в пользу уменьшения для лучшего согласования с интегральными экспериментами групповых резонансных сечений U^{238} , основанных на микроскопических сечениях библиотеки *UKNDL*, не кажутся нам убедительными.

Этот вывод опирается не только на то обстоятельство, что в разных экспериментах, рассмотренных в цитированных выше работах [1,7,8], получаются не согласующиеся между собой различия с расчетными величинами. На наш взгляд, имеется ряд слабых мест в применяемой процедуре сравнения расчетных и экспериментальных величин.

В заключение выскажем некоторые соображения о желаемой точности интегральных экспериментов, ставящихся с целью изучения резонансного поглощения нейтронов. В работах [1,7,8] идет речь о модификации микроскопических сечений, которая приводила бы к уменьшению эффективных резонансных интегралов на 0,4-0,7 барна. Для того, чтобы установить,

требуется ли такая модификация, величина $M.C.R.$ (или $\langle \sigma_{cs} \rangle / \langle \sigma_f \rangle$) должна измеряться с погрешностью не большей $\pm(0,5-1)\%$ для толстых блоков и не большей $\pm(0,3-1)\%$ для блоков, типичных для энергетических реакторов. Неопределенность в резонансном поглощении при этом составит $\pm(1,5-3)\%$ для толстых блоков и $\pm(1-1,5)\%$ для блоков энергетических реакторов. Последние числа определяют требования к точности измерения ρ^{28} .

Список литературы

1. Seminar on U²³⁸ Resonance Capture, ed. S.Pearlstein, BNL-NCS-5041, 1975.
2. Asnew I.R., Fayers F.J., Kemshell P.B. A general description of the lattice code WIMS-IBWES, Oct. 1966, p.564.
3. Франк-Каменецкий А.Д. Программа ММК-22 - многогрупповой расчёт реактора и ячеек. Комплект аннотаций программ для расчёта ядерных реакторов и решения кинетического уравнения. Препринт ИАЭ-2777. М., 1977.
4. Базазянц и др. АРАМАКО-2 - система обеспечения нейтронными константами расчетов переноса излучения в реакторах и защите. ИПМ АН СССР, М., 1976.
5. Тебин В.В., Юдевич М.С. Расчет нейтронных сечений по оцененным резонансным параметрам.-В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, вып. 29, 1978.
6. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, 1964.
7. Asnew I.R. UK Position on Uranium-238 Resonance Capture. См. [1].
8. Rothenstein W. ENDF/B-1W Thermal Reactor Lattice Benchmark analysis with Monte Carlo Resonance Treatments. См. [1].

РАСЧЕТ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН ЭФФЕКТА ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО
И БРАБЕДОВАНИЯ И ИХ СВЯЗЬ С ПАРАМЕТРАМИ РАЗРЕШЕННЫХ
УРОВНЕЙ УРАНА-238

И.И.Благоволитин, А.Д.Галанин

1975

На ЭВМ решены задачи о замедлении и поглощении нейтронов в гетерогенных ячейках для нескольких десятков изолированных уровней урана-238 при различных температурах блока урана. Установлено согласие с интегральными измерениями. Точность расчётов, основанных на знании параметров уровней, оказалась выше точности интегральных измерений.

Neutron moderation and absorption problem was computered for few tenth of isolated Uranium 238 levels in heterogeneous lattices at the various Uranium rods temperature. The results are in a good agreement with integral measurements. Calculations accuracy are better than measurements.

Физический расчёт реакторов на тепловых нейтронах стал всё больше опираться на знание детального хода сечений в зависимости от энергии. Этому способствовало два фактора: 1) прогресс в точности измерений сечений, 2) развитие расчётных моделей, реализуемых на мощных ЭВМ.

В результате расчёт стал более точен и более универсален, т.е. его точность мало меняется при изменениях типа реактора, геометрии его ячейки и т.п.

Таким образом, погрешности измерений и оценки ядерных констант (сечений, параметров уровней и т.д.) оказались связанными непосредственно с погрешностями расчёта характеристик реактора.

Эффективным методом повышения точности расчёта и оценки

сечений стали сравнения вычисленных и измеренных интегральных величин.

Данная работа посвящена такому сравнению. Мы вычисляем блокируемую часть эффективного резонансного интеграла урана-238 (ЭРИ) и температурную зависимость ЭРИ, опираясь на знание детального хода сечений по энергии. Сравнение производится с известными интегральными измерениями [1], [2].

Параметры уровней взяты из [3], кроме первых трёх уровней, которые мы заимствовали из [4].

Средние параметры для S- и P-уровней мы взяли из работы [5].

Расчёты производились по программе [6] в одноуровневом приближении. Предполагалось, что уровни не интерферируют, результаты суммировались. Учитывалось около 70 разрешенных резонансов.

Вычисления были сделаны для трёх значений радиусов блока из металлического естественного урана ($R_u = 0,5; 1,4; 2,6$ см) при трёх температурах урана ($T_u = 293; 500; 800$ К).

Результаты могут быть удовлетворительно описаны формулой

$$I = \alpha + A \cdot [1 - \alpha + \alpha \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}}] \cdot \sqrt{\frac{S}{M}} \quad (1)$$

где S - поверхность блока в см^2 ; M - масса в граммах;
 $T_0 = 293$ К; I - ЭРИ в барнах.

Получены следующие результаты:

$$A = 25,9 \pm 0,03 / \pm 0,3; \quad A_{\text{экср}} = 26,8 \pm 1;$$

$$\alpha = 0,119 \pm 0,002 / \pm 0,005; \quad \alpha_{\text{экср}} = 0,122 \pm 0,01.$$

В косых скобках указаны погрешности аппроксимации, их малая величина говорит о высокой степени справедливости формулы Гуревича - Померанчука. Далее указаны расчётные погрешности из-за неточностей измеренных параметров резонансов. Подробнее об оценках этих погрешностей см. [7]. Неточности численного счёта нами оцениваются $0,1 \pm 0,2$ %.

от полного ЭРИ. Рядом для сравнения даны результаты, полученные из измерений [1], [2].

Более полно наши расчётные данные изложены в [8]. Сравнение показывает согласие в пределах указанных погрешностей. Обращает внимание на себя то, что расчётные погрешности оказались заметно меньше погрешностей экспериментальных измерений интегральных величин.

Этот факт весьма примечателен. Он меняет ситуацию в расчётах реакторов: если раньше старались в первую очередь опираться на интегральные эксперименты, то сейчас появилась возможность в ряде случаев от них отказаться.

Несколько слов о величине σ в формуле (1). Мы не приводим ее численного значения, полученного нами в расчётах, т.к. не считаем наш метод расчёта пригодным для определения этой величины, однако отметим, что результат оказался вполне разумным.

К сожалению, нам не удалось оценить систематическую погрешность расчёта, обусловленную неточностями нашей модели (транспортное приближение, отсутствие корреляции между сбросом энергии и углом рассеяния, отсутствие интерференции между уровнями, круглая граница ячейки, "белые" условия отражения).

Мы можем лишь косвенно сделать заключение о малости вклада этих эффектов из факта совпадения расчётных и экспериментальных значений.

Однако возможность случайной компенсации больших, противоположно направленных отклонений не исключается (мы считаем это маловероятным).

В заключение отметим, что решить оставшиеся вопросы можно, применив метод Монте-Карло.

Список литературы

1. Hellstrand E., Lundgren G. - Nucl. Sci. Eng., 12, 435, 1962.
2. Hellstrand E. Reactor Physics in the Resonance and Thermal Regions, v.1, p.151. MIT-Press, 1966.
3. Singhabhab S.P., Garber D.I. Neutron Cross Section BNL-325, 3 ed, 1973, v.1.
4. Olsen D.K. et al. Precise Measurements and Analysis of Neutron Transmission through Bismuth-238. - Nucl. Sci. Eng., 62, 3, 479-481, 1977.

5. Goel B. e.a. Revised average resonance parameters
KEDAK-3. NEANDC(E)-172u, v. 5, July 1975.
6. Благоволин П.П. Многогрупповая программа вычисления
эффективного резонансного интеграла отдельного резо-
нанса в многослойной цилиндрической ячейке теплового
реактора. - В сборнике: Резонансное поглощение нейтронов.
Материалы Всесоюзного семинара по резонансному погло-
щению нейтронов. М., 1978.
7. Галанин А.Д., Благоволин П.П. О масштабах погрешности
вычислений эффективного резонансного интеграла \int^{238}
в тепловых реакторах. -
В том же сборнике, что и [6].
8. Благоволин П.П., Галанин А.Д. Определение блокированно-
го резонансного поглощения в уране-238 и его темпе-
ратурной зависимости путём решения интегрального
уравнения переноса.
Препринт ИТЭФ - IO6, Москва, 1978.

ОЦЕНКИ ДАННЫХ ПО СПЕКТРАМ МГНОВЕННЫХ
НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{252}Cf
Б.И. Старостов, А.Ф. Семенов, В.Н. Нефедов
(НИИАР)

Представлены оценки формы интегральных спектров мгновенных нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf , полученные по результатам измерений дифференциальными методами.

Estimates of shapes of prompt neutron integral spectra from ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu thermal fission and ^{252}Cf spontaneous fission have been presented obtained from the results of measurements by differential methods

Работа является продолжением работ [1,2] по анализу и оценке формы спектров мгновенных нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми или медленными нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf в широкой области энергий 0,01-10 МэВ. Для сравнения с работами [1,2] в анализ дополнительно включены недавно опубликованные результаты [3,4,5].

В качестве оцененных данных по спектрам брались величины $\hat{n}(\hat{E})$ и \hat{E} , где $\hat{n}(\hat{E})$ - средневзвешенное относительное число мгновенных нейтронов деления в единичном интервале энергий (в МэВ) при средневзвешенной величине энергии \hat{E} . Для вычисления этих величин каждой i -й точке спектра мгновенных нейтронов деления K -й работы [под точкой понимается величина $n_k(E_{ki})$, соответствующая энергии E_{ki}] приписывался статистический вес, определяемый функцией

$$p_k(E_{ki}) = 1/(\Delta E_{ki}/E_{ki}) [\Delta n_k(E_{ki})/n_k(E_{ki})]^2, \quad (1)$$

где ΔE_{ki} - энергетический диапазон усреднения величины $n_k(E_{ki})$; $\Delta n_k(E_{ki})/n_k(E_{ki})$ - относительная ошибка величины $n_k(E_{ki})$.

$$\text{Принималось, что } \Delta E_{ki} = (E_{k,i+1} - E_{k,i-1})/2, \quad (2)$$

где $E_{k,i+1}$ и $E_{k,i-1}$ - энергии нейтронов, соответствующие $(i+1)$ и $(i-1)$ точкам спектра k -й работы.

Средневзвешенные величины $\hat{n}_k(\hat{E}_{ki})$ и \hat{E}_{ki} рассчитывались по формулам

$$\hat{n}_k(\hat{E}_{ki}) = \sum_{\mu=1}^N \sum_{j=1}^{N_{\mu}} n_{\mu}(E_{\mu j}) \rho_{\mu}(E_{\mu j}) \delta_{ki, \mu j} / \sum_{\mu=1}^N \sum_{j=1}^{N_{\mu}} \rho_{\mu}(E_{\mu j}) \delta_{ki, \mu j}; \quad (3)$$

$$\hat{E}_{ki} = \sum_{\mu=1}^N \sum_{j=1}^{N_{\mu}} E_{\mu j} \rho_{\mu}(E_{\mu j}) \delta_{ki, \mu j} / \sum_{\mu=1}^N \sum_{j=1}^{N_{\mu}} \rho_{\mu}(E_{\mu j}) \delta_{ki, \mu j}, \quad (4)$$

где $\delta_{ki, \mu j}$ - отношение доли диапазона $\Delta E_{\mu j}$ j -й точки спектра μ -й работы, которая перекрывалась с диапазоном ΔE_{ki} i -й точки спектра k -й работы, ко всему диапазону $\Delta E_{\mu j}$; N_{μ} - число j -х точек спектра μ -й работы; N - число работ.

Если оказывалось, что $\rho_{\mu}(E_{\mu j}) \delta_{ki, \mu j} \leq 0,1 \rho_k(E_{ki})$, то j -я точка не входила в расчеты величин $\hat{n}_k(\hat{E}_{ki})$ и \hat{E}_{ki} . Величины $\hat{n}_k(\hat{E}_{ki})$ и \hat{E}_{ki} ниже обозначены как $\hat{n}(\hat{E})$ и \hat{E} и за их ошибки принимались доверительные интервалы $\sigma_{\hat{n}(E)}$ и σ_E для доверительной вероятности 0,95. Относительные ошибки σ_E / \hat{E} в области 0,3-6 МэВ были близки к ошибкам $\sigma_{\hat{n}(E)} / \hat{n}(E)$.

Оцененные данные представлены в табл. I-4 в виде отношений $\hat{n}(\hat{E})$ к $n_M(E)$ следующих максвелловских распределений:

$$n_M(E)_{252Cf} = 0,6662 E^{1/2} \exp(-E/1,427); \quad (5)$$

$$n_M(E)_{235U} = 0,7546 E^{1/2} \exp(-E/1,323); \quad (6)$$

$$n_M(E)_{239Pu} = 0,6935 E^{1/2} \exp(-E/1,383); \quad (7)$$

$$n_M(E)_{233U} = 0,7271 E^{1/2} \exp(-E/1,34); \quad (8)$$

Таблица I

Оцененные данные по спектру мгновенных нейтронов
спонтанного деления ^{252}Cf

\hat{E} , МэВ	$\hat{h}(\hat{E})$ $h_M(E)$	$\frac{\sigma_{h(E)}}{\hat{h}(\hat{E})}$, %	\hat{E} , МэВ	$\hat{h}(\hat{E})$ $h_M(E)$	$\frac{\sigma_{h(E)}}{\hat{h}(\hat{E})}$, %	\hat{E} , МэВ	$\hat{h}(\hat{E})$ $h_M(E)$	$\frac{\sigma_{h(E)}}{\hat{h}(\hat{E})}$, %
0,0098	1,038	5,0	0,701	0,985	1,5	2,937	0,998	1,2
0,0126	1,088	5,0	0,809	0,985	2,0	3,027	1,007	1,0
0,017	1,10	5,0	0,910	0,968	1,5	3,120	1,023	0,8
0,020	1,12	5,0	1,025	0,970	1,5	3,169	1,032	0,8
0,0252	1,11	4,0	1,174	0,980	1,5	3,231	1,027	1,1
0,0327	1,09	4,0	1,261	0,992	1,5	3,320	1,025	1,4
0,0405	1,09	4,0	1,291	0,981	1,0	3,390	1,026	1,5
0,0512	1,11	4,0	1,368	0,960	1,0	3,452	1,025	1,5
0,0640	1,14	4,0	1,419	0,961	1,0	3,536	1,019	1,9
0,0790	1,21	4,0	1,494	0,986	1,5	3,607	1,017	1,1
0,0971	1,21	4,0	1,564	0,980	1,5	3,685	1,020	1,1
0,1137	1,22	3,0	1,649	0,985	1,0	3,797	1,014	0,9
0,1309	1,16	2,5	1,696	0,986	1,0	3,876	1,015	1,2
0,1411	1,14	2,5	1,765	1,00	1,1	3,965	1,009	2,2
0,1582	1,091	2,0	1,832	0,989	1,0	4,069	1,024	1,7
0,1752	1,060	2,5	1,924	0,987	1,2	4,145	1,015	1,5
0,2043	1,075	2,5	1,958	0,989	0,9	4,296	1,012	1,7
0,2251	1,076	1,5	2,058	0,985	1,1	4,487	1,008	2,3
0,2556	1,072	1,5	2,135	0,993	0,9	4,687	0,989	2,0
0,2764	1,055	1,5	2,212	1,003	0,9	4,892	0,998	1,9
0,3039	1,069	1,5	2,278	0,998	1,2	5,109	0,995	1,6
0,3264	1,066	1,5	2,333	1,008	1,2	5,352	1,014	1,5
0,3644	1,031	1,5	2,389	1,009	1,2	5,626	1,003	3,5
0,4053	1,016	1,5	2,493	1,007	1,2	5,898	0,995	2,1
0,4541	0,998	1,2	2,588	1,007	1,3	6,172	0,982	2,5
0,5078	1,005	1,2	2,695	1,021	1,6	7,05	0,979	4,0
0,5743	0,991	1,2	2,789	1,015	1,7	8,30	0,922	5,0
0,6451	0,988	1,5	2,869	1,012	1,8	9,50	0,90	10
						10,0	0,89	15

Таблица 2

Оцененные данные по спектру мгновенных нейтронов
деления $^{235}\text{U} + \text{n}_T$.

\hat{E} , МэВ	$\hat{K}(\hat{E})$ $K_M(\hat{E})$	$\frac{\sigma_n(E)}{K(\hat{E})}$, %	\hat{E} , МэВ	$\hat{K}(\hat{E})$ $K_M(\hat{E})$	$\frac{\sigma_n(E)}{K(\hat{E})}$, %	\hat{E} , МэВ	$\hat{K}(\hat{E})$ $K_M(\hat{E})$	$\frac{\sigma_n(E)}{K(\hat{E})}$, %
0,0142	1,20	25	0,675	0,978	1,5	3,424	1,016	1,5
0,0187	0,91	20	0,725	0,978	1,5	3,621	1,010	1,5
0,0246	1,04	20	0,775	0,985	1,5	3,871	1,006	1,5
0,0304	0,95	20	0,825	0,991	1,5	4,122	1,005	1,5
0,0353	1,18	20	0,875	0,990	1,5	4,372	1,011	1,5
0,0396	1,11	17	0,925	0,994	2,0	4,621	1,017	1,5
0,0451	1,20	10	0,975	0,992	2,0	4,871	1,013	1,5
0,0565	1,25	6,2	1,025	0,990	2,0	5,194	0,993	1,5
0,0666	1,24	6,2	1,075	0,983	1,5	5,592	0,986	1,5
0,0798	1,24	5,9	1,125	0,980	1,5	5,989	0,983	1,5
0,0919	1,31	5,1	1,175	0,980	1,5	6,390	0,974	2,0
0,1014	1,34	5,1	1,240	0,983	1,5	6,792	0,975	2,0
0,1141	1,31	5,8	1,320	0,987	1,7	7,187	0,972	2,5
0,1256	1,27	7,8	1,400	0,988	1,7	7,591	0,960	2,5
0,1390	1,19	6,2	1,480	0,994	1,7	7,992	0,950	3,0
0,1554	1,11	5,1	1,560	1,001	1,7	8,386	0,910	4,0
0,1730	1,125	4,8	1,640	1,003	1,7	8,79	0,882	5,0
0,1863	1,135	4,1	1,720	1,002	1,7	9,44	0,868	10
0,1949	1,150	4,3	1,800	1,008	1,7	10,43	0,815	15
0,205	1,115	3,5	1,880	1,011	1,7	11,43	0,77	25
0,216	1,125	3,5	1,960	1,009	1,7	13,46	0,72	25
0,241	1,056	3,0	2,074	1,012	1,7	14,4	0,70	30
0,263	1,051	3,0	2,224	1,019	2,0			
0,342	1,042	3,0	2,374	1,030	2,5			
0,384	1,026	3,0	2,524	1,030	2,5			
0,400	1,018	2,5	2,674	1,025	2,5			
0,449	1,00	2,5	2,824	1,008	3,0			
0,512	0,989	2,0	2,974	1,006	3,0			
0,544	0,986	2,0	3,123	1,017	2,5			
0,625	0,983	1,5	3,274	1,013	1,7			

Таблица 3

Оцененные данные по спектру мгновенных нейтронов деления $^{239}\text{Pu} + \text{n}_T$

\bar{E} , МэВ	$\frac{\bar{h}(E)}{\mu_m(E)}$	$\frac{\sigma_{n(E)}}{\bar{h}(E)}$, %	\bar{E} , МэВ	$\frac{\bar{h}(E)}{\mu_m(E)}$	$\frac{\sigma_{n(E)}}{\bar{h}(E)}$, %	\bar{E} , МэВ	$\frac{\bar{h}(E)}{\mu_m(E)}$	$\frac{\sigma_{n(E)}}{\bar{h}(E)}$, %
0,0195	I,035	20	0,4007	0,956	2,5	2,224	I,026	2,0
0,0300	0,978	I9	0,4235	0,955	2,5	2,374	I,034	2,0
0,0469	I,013	I8	0,4439	0,946	2,5	2,524	I,041	2,0
0,0553	I,012	I7	0,4698	0,941	2,5	2,674	I,041	2,0
0,0648	I,005	II,5	0,5088	0,938	2,0	2,824	I,053	2,0
0,0721	I,048	II,5	0,551	0,938	2,0	2,974	I,049	2,0
0,0818	I,013	6,2	0,586	0,943	2,0	3,123	I,052	2,0
0,0930	0,967	6,2	0,625	0,941	2,0	3,274	I,046	2,0
0,1024	I,026	6,2	0,675	0,937	2,0	3,424	I,050	2,0
0,1114	I,063	5,9	0,725	0,937	2,0	3,621	I,046	2,0
0,1208	I,038	4,8	0,775	0,950	2,0	3,871	I,040	2,0
0,1311	I,015	4,7	0,825	0,951	2,0	4,122	I,040	2,0
0,1414	0,997	5,9	0,875	0,952	2,0	4,372	I,043	2,5
0,1498	I,004	8,0	0,925	0,956	2,5	4,621	I,043	3,0
0,1551	I,028	7,0	0,975	0,957	2,5	4,871	I,043	3,0
0,1622	I,036	6,1	I,025	0,959	2,5	5,194	I,035	3,0
0,1739	I,006	5,9	I,075	0,952	2,5	5,592	I,011	3,0
0,1859	0,999	6,7	I,125	0,950	2,5	5,989	I,005	3,0
0,1976	0,992	4,8	I,175	0,946	2,5	6,39	I,00	4,0
0,2074	I,00	4,0	I,240	0,964	2,5	6,792	0,973	4,0
0,2207	I,00	4,0	I,320	0,964	2,5	7,187	0,963	5,0
0,2354	I,00	3,0	I,400	0,964	2,5	7,591	0,953	6,0
0,2495	I,00	3,0	I,480	0,978	2,5	7,992	0,962	8,0
0,2637	0,985	3,0	I,560	0,979	2,5	8,386	0,900	8,0
0,2885	0,975	3,0	I,640	0,995	2,5	8,79	0,846	10
0,3057	0,954	3,0	I,720	0,998	2,0	9,44	0,81	10
0,320	0,959	2,5	I,800	I,003	2,0	10,43	0,723	20
0,3338	0,959	2,5	I,880	I,003	2,0	11,43	0,59	30
0,350	0,957	2,5	I,960	I,018	2,0			
0,3744	0,956	2,5	2,074	I,025	2,0			

Таблица 4

Оцененные данные по спектру мгновенных нейтронов деления ^{233}U и ^{239}Pu

\hat{E} , МэВ	$\hat{n}(E)$ $n_m(E)$	$\frac{\sigma_n(E)}{\hat{n}(E)}$, %	\hat{E} , МэВ	$\hat{n}(E)$ $n_m(E)$	$\frac{\sigma_n(E)}{\hat{n}(E)}$, %	\hat{E} , МэВ	$\hat{n}(E)$ $n_m(E)$	$\frac{\sigma_n(E)}{\hat{n}(E)}$, %
0,022	1,07	20	0,447	1,00	6	3,27	1,007	3,5
0,037	1,17	20	0,515	1,02	6	3,50	1,005	3,5
0,062	1,11	10	0,568	0,998	6	3,76	1,00	3,5
0,090	1,28	10	0,737	0,989	5	4,05	0,998	3,5
0,109	1,25	10	0,849	0,987	5	4,29	1,002	3,5
0,120	1,20	9	1,25	0,99	5	4,52	1,014	3,5
0,134	1,25	8	1,62	1,008	5	4,76	1,013	3,5
0,154	1,30	8	1,75	1,017	3,5	5,03	1,004	3,5
0,176	1,25	7	1,96	1,032	3,5	5,31	1,007	3,5
0,199	1,19	7	2,18	1,032	3,5	5,81	1,025	5
0,237	1,12	6	2,42	1,033	3,5	6,57	1,044	10
0,284	1,08	6	2,63	1,018	3,5	7,54	1,038	10
0,341	1,03	6	2,82	1,006	3,5	8,4	1,003	20
0,384	1,04	6	3,07	0,994	3,5	9,2	0,963	20

В случае ^{233}U и ^{235}U , ^{239}Pu для областей 0,01-1,2 и 0,01-0,3 МэВ соответственно в качестве оцененных данных взяты результаты работы [3], поскольку других данных практически нет. Величины $n(E)$ для спектра мгновенных нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами в районе 0,1 МэВ по сравнению с работой [3] уменьшены на 5%.

Численным интегрированием определены средние энергии спектров мгновенных нейтронов деления ^{235}U , ^{239}Pu и ^{252}Cf , равные $1,965 \pm 0,015$, $2,098 \pm 0,015$ и $2,110 \pm 0,015$ МэВ соответственно.

Из табл. 1-4 следует, что спектры не описываются точно распределениями (3-8). В той или иной степени проявляется общая закономерность их отклонений: несколько повышенный выход нейтронов деления в областях 0,03-0,3; 2-6 МэВ и пониженный - в областях 0,3-1,4; 6-10 МэВ. Отклонения в области 0,3-7 МэВ (~90% нейтронов) составляют $\pm 3\%$ в случае ^{233}U , ^{235}U , ^{252}Cf и $\pm 5\%$ в случае ^{239}Pu , а в областях $E < 0,3$ и $E > 7$ МэВ они достигают 20% и более.

Для объяснения формы спектров можно предположить, что в области пониженного выхода нейтронов 0,3-0,9 МэВ в спектрах существует вклад только испарительных нейтронов, а в области 0,9-8 МэВ заметен вклад "разделительных нейтронов". В частности, спектр испарительных нейтронов деления ^{252}Cf согласно расчетам [6] описывается распределением Маковелла с параметром $T=1,25$ МэВ. Если подогнать это распределение к оцененному спектру в области 0,3-0,9 МэВ, то разница между ними в области 0,9-8 МэВ по этой гипотезе обусловлена "разделительными нейтронами". Оставшееся небольшое превышение оцененного спектра над испарительной компонентой ($\sim 5\%$) в области 0,01-0,3 МэВ, возможно, обусловлено методическими ошибками измерений. Не исключено также, что оно обусловлено влиянием возможной анизотропии испускания нейтронов в системе центра масс [7] и эффекта "смягчения" их спектра, предсказанного в работе [8].

Список литературы

1. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. - Препринт НИИАР, П-13(347). Дмитровград, 1978.
2. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. - Препринт НИИАР, П-1(360). Дмитровград, 1979.
3. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. - Препринт НИИАР, П-22(356). Дмитровград, 1978.
4. Johansson P.I. et al. - Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross Section and Technology, Washington, 1975, v.II, p.572.
5. Johansson P.I., Holmgvist B. - Nucl. Sci. and Eng., 1977, v.62, p.695.
6. Browne J.C., Dietrich F.C. - Phys. Rev., 1974, v.10c, p.2545.
7. Kluge Gy. - Prompt Fission Neutron Spectra, Vienna, IAEA, 1972, p.149.
8. Ахмедов Г.М., Ставинский В.С. - Препринт ФЭИ-730. Обнинск, 1976.

РАСЧЕТЫ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР

А.В.Поздняков

(Радиевый ин-т им. В.Г.Хлопина)

Рассматривается построение вещественной части оптического потенциала (O_{II}) в модели ОБЕР. Особое внимание уделено точному описанию изовекторной компоненты O_{II} . Составлена программа для расчета нейтронных сечений, в которой исходными параметрами являются параметры нуклонных ОБЕ-потенциалов.

The construction of the real part of the optical model potential (OMP) in the frames of OBER model is investigated. Special attention is given to the accurate description of the isovector term of the OMP. The computer code for neutron cross sections in which the potential real part is constructed from the OBE-potential has been done.

Оценка ядерных данных для продуктов деления требует расчётов нейтронных сечений для ядер в широком диапазоне изменения $N-Z$, в том числе и для изотопов, сильно удалённых от долижки стабильности. При расчётах соответствующих сечений по оптической модели основные трудности связаны с выбором оптического потенциала. А именно, с неоднозначностью набора параметров потенциала и неточным знанием некоторых форм-факторов, например форм-фактора изовекторной компоненты $O_{II} V_{\tau}$ [1], роль которой особенно важна при расчётах сечений для нейтронно-избыточных ядер. Поэтому представляет интерес микроскопический подход к построению вещественной части O_{II} [2], в котором радиальная зависимость и параметры потенциала строятся из нуклон-нуклонных потенциалов.

В данной работе мы используем нуклон-нуклонные потенциалы модели однобозонного обмена (ОБЕР). Раскладывая их в ряд по потенциалам нулевого радиуса действия, зависящим от ско-

рости, и ограничиваясь квадратичными по относительному переданному импульсу членами (см., например, [3]), удаётся в приближении Хартри-Фока выразить центральную часть нуклон-ядерного потенциала в виде [4]

$$\begin{aligned}
 U_q(\vec{r}) = & t_0 \left[(1 + \frac{1}{2} x_0) \rho(\vec{r}) - (x_0 + \frac{1}{2}) \rho_q(\vec{r}) \right] - \frac{1}{8} [3(t_1 + \frac{x_1}{2}) - \\
 & - (t_2 + \frac{x_2}{2})] \nabla^2 \rho(\vec{r}) + \frac{1}{16} [3(t_1 + 2x_1) + (t_2 + 2x_2)] \nabla^2 \rho_q(\vec{r}) + \\
 & + \frac{1}{4} [(t_1 + \frac{x_1}{2}) + (t_2 + \frac{x_2}{2})] T(\vec{r}) + \frac{1}{8} [(t_2 + 2x_2) - (t_1 + 2x_1)] T_q(\vec{r}) + \\
 & + \delta_{q,-1/2} V_c(r), \tag{1}
 \end{aligned}$$

где $q = -1/2$ для протона и $1/2$ для нейтрона; V_c - кулоновский потенциал;

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{i,\sigma} |\Phi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \quad \text{-плотность частиц сорта } q;$$

$T_q(\vec{r}) = \sum_{i,\sigma} |\nabla \Phi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2$ - плотность кинетической энергии частиц сорта q . Константы t_i , x_i полностью определяются выбором конкретной модели ОБЕР, т.е. набором мезонов, их массами, константами связи с нуклоном, параметрами регуляризации. Нуклонная волновая функция Φ_α удовлетворяет уравнению

$$[-\vec{\nabla} \frac{\hbar^2}{2m_q^*(\vec{r})} \vec{\nabla} + U_q(\vec{r})] \Phi_\alpha = e \Phi_\alpha; \tag{2}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\hbar^2}{2m_q^*(\vec{r})} = & \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{4} [(t_1 + \frac{x_1}{2}) + (t_2 + \frac{x_2}{2})] \rho(\vec{r}) + \\
 & + \frac{1}{8} [(t_2 + 2x_2) - (t_1 + 2x_1)] \rho_q(\vec{r}). \tag{3}
 \end{aligned}$$

Переходя к эквивалентному зависящему от энергии потенциалу [5], получаем уравнение, потенциальный член которого можно сопоставить с вещественной частью феноменологического ОП:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left[-\frac{d^2}{dr^2} u_\alpha^L(r) + \frac{l(l+1)}{r^2} u_\alpha^L(r) \right] + V_q(r, E) u_\alpha^L(r) = E u_\alpha^L(r);$$

$$V_q(r, E) = \frac{m_q^*(r)}{m} \left[U_q(r) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2}{dr^2} \frac{\hbar^2}{2m_q^*(r)} \right) - \frac{m_q^*(r)}{2\hbar^2} \left(\frac{d}{dr} \frac{\hbar^2}{2m_q^*(r)} \right)^2 \right] + \left[1 - \frac{m_q^*(r)}{m} \right] E.$$
(4)

Представим оптический потенциал в виде

$$V(r, E) = V_{av}(r, E) + V_\tau(r, E) = V_{av}^0(r) + E V_{av}^E(r) + V_\tau^0(r) + E V_\tau^E(r), \quad (5)$$

где

$$V_{av}(r, E) = \frac{1}{2} (V_n(r, E) + \tilde{V}_p(r, E));$$

$$V_\tau(r, E) = \frac{1}{2} (V_n(r, E) - \tilde{V}_p(r, E));$$

\tilde{V}_p — протонный потенциал без учёта кулоновского взаимодействия. Пренебрегая в (4) членами с производными от эффективной массы и используя в качестве $T(r)$ плотность кинетической энергии для бесконечной ядерной материи, получаем [с точностью до членов порядка $(\Delta\rho/\rho)^2$] [6]

$$V_{av}^0(r) = \rho(r) g(r) \left[C_0 + C_1 \rho^{2/3}(r) + C_2 \frac{\nabla^2 \rho(r)}{\rho(r)} \right];$$

$$V_{av}^E(r) = \frac{2\delta_1 + \delta_2}{2} \rho(r) g(r); \quad (6)$$

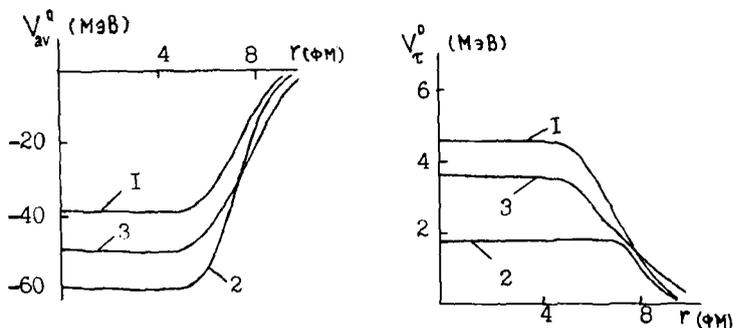
$$V_\tau^0(r) = \Delta\rho(r) g^2(r) \left[b_0 + b_1 \rho(r) + b_2 \rho^{2/3}(r) + b_3 \rho^{5/3}(r) + b_4 \nabla^2 \rho(r) \right];$$

$$V_\tau^E(r) = \frac{\delta_2}{2} \Delta\rho(r) g^2(r);$$

где $\Delta\rho(r) = \rho_n(r) - \rho_p(r)$; $g(r) = \left(1 + \frac{2\delta_1 + \delta_2}{2} \rho(r) \right)^{-1}$.

Константы C_i , b_i , δ_i однозначно связаны с параметрами ОБЭ-потенциала. Таким образом, в рассматриваемом подходе определяются не только параметры ОИ, но и форм-факторы.

На рисунке приведены потенциалы V_{av}^0 и V_τ^0 для ядра ^{208}Pb ,



Потенциалы V_{av}^0 и V_{τ}^0 , полученные из мезонной теории: 1 - модель (ϵ, ω) ; 2 - (σ, ω) ; 3 - феноменологические значения [9]

рассчитанные для двух моделей ОБЕР (σ, ω) [7] и (ϵ, ω) [8], учитывающих обмен скалярным и векторным мезонами. Для сравнения показаны феноменологические значения V_{av}^0 и V_{τ}^0 , взятые из работы [9]. В расчётах использовались **вудс-саксоновские** распределения плотности с параметрами $r_0 = 1,2$ фм, $a = 0,5$ фм, $\rho(0) = 0,17$ фм⁻³. Следует отметить, что приведённые на рисунке потенциалы V_{av}^0 и V_{τ}^0 получены без какой-либо подгонки параметров, причём модель позволяет определить и энергетические зависимости V_{av}^E и V_{τ}^E .

В настоящее время проводятся расчёты нейтронных сечений для ядер продуктов деления по составленной нами программе, в которой исходными параметрами являются параметры нуклонных ОБЕ-потенциалов.

Список литературы

1. Rapaport J., Finlay R.W. - IEEE Transaction on Nuclear Science, 1979, v. NS-26, p. 1197.
2. Sinha B. - Phys. Rep., 1975, v. 20C, p. 1.
3. Л.Н.Савушкин, В.Н.Фоменко - ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 4, с. 911.
4. Vautherin D., Brink D.M. - Phys. Rev., 1972, v. C5, p. 626.
5. Dover C.B., Giai N.V. - Nucl. Phys., 1972, v. A190, p. 373.
6. Поздняков А.В., Савушкин Л.Н., Ипполитов В.Т. - тезисы докладов XXX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1980, с. 486.
7. Савушкин Л.Н. - ЯФ, 1979, т. 30, вып. 3, с. 660.
8. Noble J. - Nucl. Phys., 1979, v. A329, p. 354.
9. Lagrange Ch., Jary J. Preprint INDC(FR) 30/L, 1978.

КОМПАКТНОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ОЦЕНКИ ENDF/B-V
ДЛЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha_0)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha_1)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$

В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, В.Н.Кононов, Н.С.Работнов
(ФЭИ)

Результаты оценки ENDF/B-V для сечений реакций ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ и ${}^{10}\text{B}(n,\alpha_1)$, широко используемые в качестве стандартов, представлены в компактной и удобной форме с помощью рациональной аппроксимации (приближения Паде второго рода). Полученные функции описывают оцененные сечения до $E = 900$ кэВ с точностью лучше 0,5%.

ENDF/B-V evaluated cross-sections for ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ and ${}^{10}\text{B}(n,\alpha_1)$ reactions, widely used as standards, were converted into a compact and convenient analytical form by rational approximation (Padé-II). The resulting functions describe the evaluated cross-sections up to $E = 900$ keV with the average accuracy better than 0,5%.

Сечения реакций ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha_0)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha_1)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ широко используются в качестве стандартов при экспериментальных исследованиях взаимодействия нейтронов с ядрами. Наиболее полной и теоретически обоснованной современной версией оценки этих сечений является библиотека ENDF/B-V [1]. Результаты этой оценки приведены в табличном виде, что не всегда удобно для использования. Весьма мощным методом аналитического продолжения функций, заданных своими значениями в отдельных точках, является рациональная аппроксимация, приближение Паде второго рода. Общее изложение метода с многочисленными примерами его использования можно найти в обзорах [2,3]. Весьма привлекательным представляется использова-

ние приближения Паде для описания энергетической зависимости сечений ядерных реакций, где оно соответствует полюсному разложению S -матрицы. Практически удобный метод построения „Паде-аппроксимант“ для этого случая описан в работах [4]. Имеется положительный опыт его использования для обработки соответствующих экспериментальных данных. В настоящей работе этот метод был применен для аналитического представления оцененных сечений.

Приближением Паде второго рода $f^{[N, M]}(E)$ для функции $f(E)$ называется отношение двух полиномов $f^{[N, M]}(E) = P_N(E)/Q_M(E)$, такое, что в точках $E_i, 1 \leq i \leq N+M+1, f^{[N, M]}(E_i) = f(E_i)$. Находя корни знаменателя, можно представить это отношение известным способом в виде полюсного разложения

$$f^{[N, M]}(E) = \frac{P_N(E)}{Q_M(E)} = C + \sum_{i=1}^{l_1} \frac{a_i}{E - p_i} + \sum_{k=1}^{l_2} \frac{\alpha_k(E - \epsilon_k) + \beta_k}{(E - \epsilon_k)^2 + \gamma_k^2}. \quad (I)$$

Такое представление и было выбрано в настоящей работе. Поскольку область оценки включает тепловую точку, в значительной части рассматриваемого энергетического интервала существенный вклад в сечение дает член, пропорциональный $1/\sqrt{E}$ - особая точка в нуле является точкой ветвления, а не полюсом. Для описания сечения в этом случае имеются две возможности: либо моделировать эту особую точку сходящейся к нулю последовательностью действительных полюсов с отрицательными p_i , либо, что физически более естественно, учесть явно наличие зависимости $1/\sqrt{E}$, умножив аппроксимируемое сечение предварительно на $A\sqrt{E}$, где A - константа. Этот последний способ и был выбран при $A=1$. Аппроксимация проводилась по методу наименьших квадратов. Поскольку случайный разброс точек отсутствует и критерий χ^2 непосредственно использован быть не может, число параметров аппроксимации L выбиралось из условия достижения заранее намеченной средней относительной точности описания в интервале до $E = 900$ кэВ, равной 0,5%, что заведомо выше средней точности самого оцененного стандартного сечения, но по порядку величины близко к ней в рассмотренных случаях.

Полученные значения параметров формулы (I) для функций $\sigma\sqrt{E}$ приведены в таблице.

Значения параметров аппроксимации величин $\sigma \sqrt{E}$

Реакция	${}^6\text{Li}(n,d)$	${}^{10}\text{B}(n,d_0)$	${}^{10}\text{B}(n,d_1)$	${}^{10}\text{B}(n,d)$
C	8,436I	I,193I	2,3696	5,8469
a_1	$-2,4420 \times 10^4$	-286,25	40,314	26,020
p_1	$-5,0045 \times 10^3$	$I,338I \times 10^3$	-18,296	-14,492
d_1	$-1,3978 \times 10^3$	183,62	$-2,5382 \times 10^5$	$-3,5630 \times 10^3$
φ_1	$5,4I64 \times 10^6$	$2,3854 \times 10^4$	$1,8669 \times 10^6$	$I,3885 \times 10^6$
γ_1	$I,1053 \times 10^3$	I30,II	345,76	3I9,58
ε_1	$2,4509 \times 10^3$	467,90	230,49	287,93
d_2	4I4,54	49,034	465,45	893,84
φ_2	$9,0840 \times 10^4$	$I,7806 \times 10^4$	$4,7728 \times 10^4$	$7,2963 \times 10^4$
γ_2	44,533	I52,92	I24,88	I33,18
ε_2	238,0I2	245,03	449,79	447,16
$\bar{\Delta}$ отн	0,69%*	0,42%	0,24%	0,2I%
число точек оценки	I70*	69	72	68
E_{min} , кэВ	10^{-7}	10^{-4}	10^{-7}	10^{-4}

* Оценка для ${}^6\text{Li}(n,d)$ была аппроксимирована в более широком энергетическом интервале, а именно вплоть до 4 Мэв. Число использованных точек и $\bar{\Delta}$ отн приведены для всего этого интервала. Точность для интервала до 900 кэв лучше 0,5%. Вариация нижней границы обусловлена вычислительными особенностями. Масштаб параметров выбран так, что при подстановке их в формулу I вместе со значениями энергии E, выраженными в кэв, сечения получаются в барнах, $\ell_1 = 1$, $\ell_2 = 2$.

Оптимальное число параметров $k = N + M + 1$ оказалось равным одиннадцати для всех рассмотренных случаев при $M = N = 5$. Для сечения реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$, равного сумме двух парциальных сечений, была выполнена независимая аппроксимация. Поскольку при поточечном задании оцененного сечения необходимо задавать абсциссы и ординаты, полное число подлежащих хранению чисел равно в этом случае удвоенному числу точек оценки и, как видно, в 10-20 раз превышает число параметров аналитической аппроксимации.

При обработке сечения реакции $^{6}\text{Li}(n, \alpha)$ в табличных данных [1] была обнаружена одна выпадающая точка - значение, соответствующее $E = 750$ кэВ и равное 0,2462 б.. Оно отклоняется вниз больше, чем на 5% от любой гладкой интерполяции по соседним точкам. Предположительно, это опечатка, и правильное значение равно 0,2642. Это отклонение найдено аппроксимирующей программой автоматически, для описания выпадающих точек она использует так называемые "шумовые полюса" [4].

В целом результаты настоящей работы показывают, что аналитическая аппроксимация оцененных ядерных данных на основе приближения Паде является компактной и удобной во многих отношениях, так что, на наш взгляд, было бы целесообразно создать вариант библиотеки оцененных нейтронных сечений в таком представлении.

Список литературы

1. INDC/NEANDC Nuclear Standards File, 1978 Version. INDC-30/L + Sp. IAEA Nuclear Data Section. Vienna, 1980.
2. J.Zinn-Justin.-Phys. Rep., 1971, vol. 10, No 3.
3. J.L.Basdevant.-Fort. der Physik, 1971, v.20, p.283.
4. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. - ФЭИ-484, 1974; Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1975, вып.20, ч.1, стр.13.

С е к ц и я У I

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Председатель С.С. Коваленко
Ученый секретарь В.А. Пшеничный

ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ И НАКОПИТЕЛЕЙ

А.А.Васильев, А.А.Кузьмин, Р.А.Мещеров,
В.С.Рыбалко, Ю.Я.Ставиский

(ИЯИ АН СССР)

Приводятся сравнительные характеристики источников медленных нейтронов. Рассматриваются перспективные возможности создания сравнительно простых и экономичных импульсных источников медленных нейтронов с плотностями потока 10^{16} нейтр./см²сек на базе коллективных ускорителей.

The slow neutron source-comparative characteristics were described in the paper. The perspective possibilities of creation of simple and economic pulse slow neutron sources with flux density 10^{16} n/cm²sec on base collective accelerators were considered.

Использование медленных нейтронов (тепловых, холодных, ультрахолодных) предоставляет широкие возможности для проверки фундаментальных законов сохранения и для исследований в области ядерной физики. Медленные нейтроны являются также уникальным инструментом для исследования свойств конденсированного состояния вещества, структур твердых тел сложных химических молекул, биологических объектов и др. Дальнейшее развитие исследований в этой области определяется в значительной мере доступностью интенсивных источников медленных нейтронов для широкого круга физиков-экспериментаторов.

Высокопоточные исследовательские реакторы (установки со средней тепловой мощностью ~ 100 Мвт) оказались у своего практического предела по плотности потока нейтронов на светящей поверхности замедлителя $(2-5) \cdot 10^{15}$ нейтр./см²сек. Это обстоятельство наряду с широким применением в экспериментах **времяпролет-**

ных методов определило тенденцию развития импульсных источников медленных нейтронов на основе импульсных быстрых реакторов (ИБР1, ИБР2 [1], [2]) и ускорителей [3], [4]. В случае мощного импульсного реактора ИБР2 пиковая плотность потока на светящей поверхности замедлителя (эта величина в значительной степени определяет экспериментальные возможности источника) достигает 10^{16} нейтр/(см²·сек) при средней тепловой мощности ~5 МВт.

Наиболее реальный путь создания сверхмощных импульсных источников нейтронов с плотностями потока 10^{17} – 10^{18} нейтр/(см²·сек) основан в настоящее время на использовании комплекса, состоящего из сильноточного линейного ускорителя, ускоряющего ионы $H^{(-)}$, кольцевого накопителя-группирователя и бустера-умножителя из обогащенного металлического урана [5]. В накопителе-группирователе [6], разрабатываемом для мезонной фабрики ИИИ АН СССР, предусматриваются два режима группирования пучка протонов с энергией 600 Мэв. В первом режиме накопитель-группирователь работает с частотой циклов линейного ускорителя 100 Гц, увеличивая импульсный ток пучка с 50 мА до 20 А. Во втором режиме в накопителе-группирователе накапливается до 6 импульсов тока линейного ускорителя и осуществляется вывод мощных пучков протонов с длительностью 0,2 мксек и током ~100 А [7]. При этом в бустере-умножителе могут генерироваться импульсные потоки нейтронов деления с флюенсом ~ $5 \cdot 10^{14}$ нейтр/см² за импульс и потоки тепловых нейтронов с пиковой плотностью потока ~ 10^{18} нейтр/(см²·сек). Импульсы такой интенсивности могут повторяться с частотой порядка одного в минуту, при этом средняя мощность умножителя составит величину ~10 квт. К сожалению, источники такого типа весьма сложны в сооружении и эксплуатации и создание их могут позволить себе лишь крупные исследовательские центры.

Действительно, электрофизические установки, являющиеся необходимыми элементами таких источников, имеют внушительные размеры и начинены сложным оборудованием уникального характера и высокой стоимости. Так, например, в комплексе ИИИ АН СССР линейный ускоритель будет иметь длину около 450 м, а периметр кольцевого накопителя-группирователя составляет около 20 м. В накопителе-группирователе предусмотрены специальная система перезарядки для накопления интенсивных пучков протонов и уникальная система быстрого вывода, обеспечивающая импульсы с длительностью пикса с фронтами ~20 нсек.

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на перспективные возможности использования новых методов ускорения, основанных на последних достижениях в технике генерации сильноточных импульсных пучков для создания сравнительно простых и экономичных импульсных источников нейтронов.

В настоящее время широким фронтом ведутся теоретические и экспериментальные исследования коллективных методов ускорения ионов в сильноточных электронных пучках (СЭП). Так, при инжекции СЭП в нейтральный газ низкого давления и в диодах с диэлектрическим анодом (диоды Льюса) получены пучки протонов с энергией до 50 МэВ и током в импульсе несколько килоампер [8]. Сложность обеспечения синхронизма для ускорения ионов до больших энергий и низкая эффективность этих методов, в которых захват и ускорение ионов происходят только на фронте СЭП, то есть в течение короткого отрезка времени 10 нсек, не позволяют использовать такие пучки для рассматриваемых нами задач. Для импульсных источников медленных нейтронов оптимальная длительность пучка должна быть сравнима с временем термализации нейтронов в водородсодержащих замедлителях и составлять величину 10 микросек. Поэтому целесообразнее использовать методы ускорения, основанные на возбуждении волн плотности заряда в электронных пучках микросекундной длительности, в которых захват и ускорение ионов происходят в течение всей длительности СЭП. Наиболее перспективным в настоящее время является, по-видимому, метод авторезонансного ускорения (АРУ) [9], основанный на использовании медленных циклотронных волн в замагниченном электронном потоке. Разработка метода АРУ ведется в ряде лабораторий США [8] и ХФТИ АН УССР. Достоинствами метода АРУ являются простота регулирования фазовой скорости волны за счет уменьшения магнитного поля вдоль оси ускорителя и возможность получения небольших начальных скоростей, что снижает требования к ионным инжекторам. Основной экспериментальной трудностью является задача возбуждения медленной циклотронной волны. Эта задача экспериментально решена пока только на малых моделях (ток пучка электронов 4 А, энергия 30 кэВ [10]), и необходимо проведение полномасштабных экспериментов по возбуждению волн в релятивистских СЭП.

Проведенные расчеты показывают, что протонные пучки с энергией 100–200 МэВ и током 10–50 А могут быть получены в авторе-

зонансном ускорителе с мощным электронным пучком, имеющим следующие параметры: энергия электронов 2-3МэВ, ток пучка 10-20кА. Ускорение протонов может осуществляться с начальной энергии 1МэВ при **темпе набора** энергии 10МэВ/м, то есть ускоритель может выглядеть достаточно компактным (длина 20-30м).

В качестве мишени **рассмотрим** сборку из плотно упакованных танталовых стержней, **охлаждаемую** холодной водой. Входным окном здесь служит стенка из алюминиевого сплава. При среднем токе протонов с энергией 200 МэВ ~ 1 мА (**импульсный** ток ~ 10 А, длительность импульсов ~ 10 мксек, частота повторения 10 Гц), распределенном по кривой Гаусса с дисперсией 3 см, средний во времени поток тепла в центре входного окна толщиной 3 мм составит $\sim 10^6$ вт/м², а на поверхности танталового стержня, диаметром 5 мм, расположенном в пике Брэгга при энергетическом разбросе в пучке протонов $\sim 5\%$, - около $3 \cdot 10^6$ вт/м², что вполне допустимо при умеренных скоростях и давлениях охлаждающей воды. Температура в центре наиболее напряженного стержня не превысит 200°С. При дисперсии $\sigma \pm 3$ см в мишень диаметром 10см попадает $\sim 75\%$ протонов, остальные ("крылья" гауссова распределения) могут быть поглощены в коллиматоре. Замедлителем является слой проточной воды толщиной 5 см со **светящейся** поверхностью ~ 100 см² и внутренним кадмиевым поглотителем. Замедлитель **окружается** бериллиевым отражателем с кадмиевой облицовкой канала.

Экстраполяция данных, приведенных в работах [11, 12], дает среднее число нейтронов, испускаемых в толстой танталовой мишени на падающий протон с энергией 200 МэВ $1,7$ н/р. В соответствии с работой [13] для сходной геометрии пиковая плотность потока тепловых нейтронов на **светящейся** поверхности замедлителя с учетом телесного угла составит $2,2 \cdot 10^{16}$ нейтр/ (см²сек) при длительности импульса ~ 30 мксек.

Таким образом, можно ожидать, что развитие коллективных методов ускорения ионов водорода позволит обеспечить создание сравнительно простых источников медленных нейтронов, доступных отдельным лабораториям, экспериментальные возможности которых по крайней мере не уступят таковым для высокопоточных стационарных и мощных импульсных реакторов, а для некоторых задач значительно их превзойдут.

Список литературы

- I. Бондаренко И.И., Стависский Ю.Я. Атомная энергия, 1959, т.7, вып.5, с.417.
2. Ананьев В.Д. и др. ИБР-2 - импульсный реактор периодического действия для нейтронных исследований. Препринт ОИЯИ, РЗ-10088, 1977.
3. Carpenter J.M. Nucl.Instr. and Methods, 1977, v.145, p.91.
4. Булкин Ю.М. и др. Интенсивный импульсный источник нейтронов на основе протонного пучка мезонной фабрики ИИИ АН СССР. См. материалы данной конференции.
5. Васильев А.А., Мещеров Р.А., Мушин Б.П., Стависский Ю.Я. Импульсный источник нейтронов, 1975, патент США 3.860.827.
6. Бацких Г.И., Васильев А.А. и др. Труды РИАН, №16, 1974, с.24.
7. Мещеров Р.А., Рыбалко В.С., Стависский Ю.Я. Препринт ИИИ АН СССР, П-0114, 1979.
8. Гапанович В.Г., Коломенский А.А. Изв. ВУЗов. Физика, № 010, 1979.
9. Sloan M., Drummond W.D. Phys.Rev.Lett., 1973, v.31, p.1234.
10. Иванов Б.И. и др. Препринт ХФТИ АН УССР 80-8, 1980.
11. West D., Wood E. Can.Journal of Physics, 1971, v.49, p.2061.
12. Яков Ю.В. и др. Среднее число нейтронов на протон при энергии 250Мэв для свинца. См. материалы данной конференции.
13. Carpenter J.M., Marmer C.J. evaluation on the ZGS injector-booster as an intense neutron generator, ANL, apr.19, 1972.

МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЛУЭ-40 - ИНЖЕКТОРА
ИБР-30

В.А.Бельковец, В.И.Попов, А.В.Рябов, В.Т.Руденко,
В.Л.Смирнов, В.И.Фадеев, И.А.Чикаташ

(ОИЯИ)

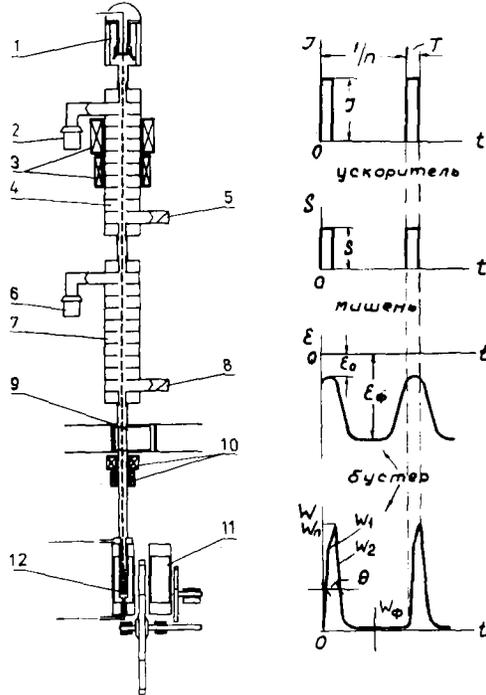
В Объединенном институте ядерных исследований начата модернизация импульсного быстрого бустера ИБР-30. В результате модернизации, которая завершится в 1982 году, эффективность установки как нейтронного спектрометра будет повышена в ~ 20 раз.

Works on modernization of the Pulsed Fast Booster IBR-30 began at the Joint Institute for Nuclear Research. After modernization is completed in 1982 the efficiency of the installation as a neutron spectrometer will be increased by about a factor of 20.

В марте 1970 года на реакторе ИБР-30 Объединенного института ядерных исследований был осуществлен режим импульсного быстрого бустера с инжектором - линейным ускорителем электронов /1/. Десятилетнее применение установки как импульсного нейтронного источника в ядерно-физических исследованиях с использованием для спектрометрии нейтронов техники времени пролета показала ее высокую эффективность, надежность и безопасность в работе при скромных затратах на создание и обслуживание. В настоящее время планируется повысить эффективность установки увеличением в 5-6 раз средней интенсивности нейтронов и снижением длительности импульса в ~ 2 раза. Модернизация касается инжекторной части - линейного ускорителя электронов и нейтронопроизводящей мишени. Для пояснения целесообразности выбора реконструируемых элементов обратимся к рисунку, на котором показана компоновка установки и схема ее работы. Приведенная на схеме зависимость интенсивности нейтронов бустера от времени $w(t)$ получена решением точечного уравнения кинетики /2/:

$$\frac{d\langle w(t) \rangle}{dt} = \frac{w(t)\varepsilon(t)}{\tau} + \frac{S(t)}{\tau},$$

где τ - среднее время жизни мгновенных нейтронов в активной зоне; $S(t)$ - интенсивность потока нейтронов из мишени; $\varepsilon(t)$ - изменение реактивности бустера от времени.



Бустер ИЕР-30: 1 - электронная пушка; 2,6 - клистроны; 3 - фокусирующие соленоиды; 4,7 - волноводы секций № 1 и № 2; 5,8 - водяные нагрузки; 9 - шифер; 10 - квадрупольные линзы; 11 - активная зона ИЕР-30; 12 - мишень; I - ток ускоренных до энергии ε электронов; $w_1(t)$, $w_2(t)$, w_m , θ , w_Φ - соответственно потоки нейтронов на подъеме и спаде импульса бустера, максимальный поток, длительность импульса и фон между импульсами

В период T развития импульса $\varepsilon(t) \approx \varepsilon_0$, поэтому в области $0 \leq t \leq T$

$$w_1(t) = \frac{S}{\varepsilon_0} (\exp \frac{\varepsilon_0}{T} t - 1) ;$$

$$w_m = \frac{S}{\varepsilon_0} (\exp \frac{\varepsilon_0}{T} T - 1), \quad (1)$$

а в области $t > T$ происходит экспоненциальный спад интенсивности (обычно $\varepsilon_0 < 0$): $w_2(t) = w_m [\exp \frac{\varepsilon_0}{T} (t - T)]$.

Число нейтронов за импульс P и эффективная длительность импульса θ соответственно равны:

$$P = \int_0^{\infty} [w_1(t) + w_2(t)] dt = - \frac{S}{\varepsilon_0} T; \quad (2)$$

$$\theta = \frac{P}{w_m} = \frac{T}{\exp \frac{\varepsilon_0}{T} T - 1}. \quad (3)$$

Интенсивность нейтронов между импульсами $w_+ = \frac{w\beta}{1 - \varepsilon_+}$, где β - доля запаздывающих нейтронов; w - средняя интенсивность нейтронов; ε_+ - подкритичность ИБР-30 между импульсами.

Определим теперь эффективность бустера как спектрометра в зависимости от параметров инжектора и размножителя - активной зоны ИБР-30. Для спектрометров по времени пролета неопределенность $\frac{\Delta E}{E}$ в энергии и средний поток Φ нейтронов на базе e равны [3]:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2,76 \cdot 10^{-2} E^{1/2} \frac{\theta}{e}; \quad (4)$$

$$\Phi = \frac{w}{4\pi e^2}, \quad (5)$$

а эффективность η , характеризующая величину нейтронного потока на пролетной базе при данном разрешении по энергии, как следует из (4) и (5), имеет вид

$$\eta = \frac{w}{\theta^2}. \quad (6)$$

Используя соотношения (1), (2), (3) и (6), получим искомую связь эффективности бустера с параметрами инжектора и размножителя

$$\eta = S n \left[- \frac{1}{\varepsilon_0 T} (\exp \frac{T}{\varepsilon_0} - 1)^2 \right],$$

здесь n - частота повторения импульсов.

Нетрудно показать, что для получения максимальной эффективности значение ε не может быть произвольным. Оно связано с длительностью электронного импульса и временем жизни мгновенных нейтронов соотношением $|\varepsilon| \approx 1,25 \frac{\tau}{T}$. Тогда при оптимальной подкритичности эффективность бустера равна

$$\eta = \frac{S n T}{T^2} \cdot \frac{T}{2,45 \tau}, \quad (7)$$

или

$$\eta = \frac{S n}{2,45 \tau}. \quad (8)$$

В уравнении (7) первый множитель справа есть эффективность двойной системы, состоящей из ускорителя и мишени. Очевидно, что применение размножителя увеличит эффективность двойной системы только в том случае, если $T > 2,45 \tau$.

В уравнении (8) величина S зависит от тока и энергии ускоренных электронов и материала мишени. Детальный анализ состояния действующего ускорителя показал, что критическими элементами являются диафрагмированные волноводы ускоряющих секций, не позволяющие увеличить ток выше 0,25 А из-за эффекта укорачивания электронного импульса, а также их низкая электрическая прочность, возникшая вследствие многолетнего использования ускорителя в качестве инжектора. У вновь изготавливаемых в НИИЭФА им.Д.В.Ефремова ускоряющих волноводов использованы ячейки с радиальными разрезами, устраняющие указанные выше ограничения. При уровне СВЧ-мощности 18 МВт на входе в каждую секцию, что обеспечивается системой электропитания при частоте импульсов 100 Пц, величина тока электронов, ускоренных до энергии 42 МэВ, составит 0,6 А. Замена вольфрамовой мишени на мишень из урана-235 дополнительно в 3 раза повысит выход нейтронов. Время жизни нейтронов в активной зоне ИБР-30, имеющей объем $\sim 2,5$ л, составляет 16 нс. Удалением вольфрамового отражателя зоны можно снизить эту величину до ~ 10 нс. При этом соответственно будет приближен к активной зоне замедлитель нейтронов, что повысит его яркость на 15%.

	J	E	T	S	$ \epsilon_0^{-1} $	W	W_m	θ	P	η	$(\frac{W}{W_m})$
	A	$MэВ$	$\times 10^{-6}$ с	$\times 10^{16}$ н/с	$\times 10^{14}$ н/с	$\times 10^{18}$ н/с	$\times 10^{-6}$ с	$\times 10^{12}$ н	$\times 10^{23}$ н/с ³	$\times 10^{-6}$	
Параметры бустера ИБР-30 до модернизации	0,2	35	1,6	1,3	200	4,2	1,0	4,0	4,2	2,6	20
То же после модернизации	0,6	42	1,3	15,4	104	20,8	11,4	1,8	21,8	63	8

По расчетам модернизация увеличит эффективность бустера в 20-25 раз (см. таблицу) и завершится в 1982 году. Стоимость изготовления волноводов оценивается в 160 тыс.руб.

Список литературы

1. Бунин Б.Н., Левин В.М. и др. - ОИЯИ, I3-6213, Дубна, 1972.
2. Бондаренко И.И., Стависский Ю.Я. - АЭ, т.7, вып.5, 1959.
3. Рэй Э. - ЭЧАЯ, т.2, вып.4, Атомиздат, М., 1972.

ГЕНЕРАЦИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПОТОКОВ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ УСКОРИТЕЛЕЙ НА СВЕРХВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ

Ю.Я. Стависский
ИЯИ АН СССР

Рассматривается генерация интенсивных импульсов тепловых нейтронов в мишенях ускорителей на сверхвысокие энергии. Оценки, проведенные для действующих ускорителей, дают значения пиковой плотности потока $\sim 2 \cdot 10^{18}$, для проектируемых $\sim 10^{20}$ нейтр/см².

Production of intense pulses of thermal neutrons in targets of high energy accelerators is discussed. For the accelerators under operation the estimated peak flux are $\sim 2 \cdot 10^{18}$ n/cm²sec, for the accelerators under construction $\sim 10^{20}$ n/cm²sec.

В последние годы большое внимание уделяется созданию ускорителей протонов на энергию в сотни и тысячи Гэв. В эксперименте уже используются пучки протонов с энергией 450–500 Гэв, сооружаются установки на энергию 1000 Гэв, ведется разработка ускорителей с энергией протонов до 3000 Гэв [1].

Оценки показывают, что интенсивные ступки протонов сверхвысокой энергии позволят генерировать в системе мишень–замедлитель импульсы тепловых нейтронов с высокой пиковой плотностью потока (до $\sim 10^{20}$ нейтр/см²сек). Импульсы тепловых нейтронов такой плотности представляют значительный интерес для целого ряда направлений физических исследований (прямое изучение n, n -рассеяния, исследования с ультрахолодными нейтронами, физика конденсированных сред, индуцированные γ -переходы и пр.).

При попадании протона высокой энергии в протяженную мишень в ее веществе развивается электронно-ядерный каскад. В процессе развития каскада часть энергии первичной частицы передается веществу в виде ионизации адронного ливня, часть – в виде ионизации электронно-фотонных ливней, началом которых являются π_0 -мезоны, рождающиеся в основном адронной компонентой, и наконец, часть энергии идет на ядерные расщепления, выбивание каскадных и испускание испарительных нейтронов (в тяжелых ядрах испарительные нейтроны преобладают). Баланс энергии в ионизационных калориметрах, протяженных блоках вещества (~ 1000 г/см²), прос-

лоенных ионизационными детекторами, в свое время детально изучалось в экспериментах, проводимых в космических лучах (см. [27]),

Оценим среднее число нейтронов, испускаемых в блоке вещества на падающий протон высокой энергии. Воспользуемся результатами расчетов доли энергии, идущей на ионизационные потери адронной (i_a) и электронно-фотонной (i_e) компонент, проведенных Ван Гиннеком для протонов с энергией 100–1000 Гэв в урановом калориметре [3]. Предположим, что число испускаемых нейтронов на протон пропорционально $I - (i_a + i_e)$. Для абсолютной привязки можно взять значения V_p и i_a , измеренные и рассчитанные для толстой свинцовой мишени при энергии протонов 1 Гэв ([4, 57]). Результаты оценок значений V_p в функции энергии протонов приведены в табл. I.

Таблица I

Энергия протонов, Гэв	1	100	300	1000	3000(экстр)
Адронная комп., i_a	0,47	0,34	0,29	0,23	0,17
Эл.-фот.комп., i_e	-	0,32	0,40	0,48	0,56
V_p , нейтр/прот.Гэв	21,5	13,8	12,5	11,8	11,0

Один из путей практического получения импульсов тепловых нейтронов – однооборотный вывод интенсивности из ускорителя в кольцевую мишень из элемента с высоким атомным номером, снабженную внутренним замедлителем из водородсодержащего материала или бериллия. Время обращения ускоренных протонов в магнитной системе большого ускорителя составляет десятки микросекунд (табл.2), так что длительность импульса первичных быстрых нейтронов оказывается соизмеримой со временем замедления и диффузии тепловых нейтронов в замедлителе с учетом их утечки и поглощения. Величину пиковой плотности потока тепловых нейтронов можно оценить по соотношению

$$\Phi_T^{\text{пик}} \sim E_p N_p V_p \Phi_T K / \theta_T,$$

где E_p – энергия протона, Гэв;
 N_p – число протонов в импульсе;
 V_p – число нейтронов на падающий протон, Гэв;
 K – доля энергии протона, поглощаемая в мишени конечных размеров, $K \sim 0,75$ для мишени 500г/см^2 [6];
 Φ_T – плотность потока на 1 нейтр/с, испускаемый в мишени, нейтр/(см²с);

θ_T - эффективная ширина импульса тепловых нейтронов.

Величина Φ_T может быть получена из данных работы [7], в которой рассчитывались плотности потоков нейтронов в замедлителях из гидрида циркония и бериллия, расположенных внутри кольцевой свинцовой мишени, облучаемой протонами с энергией 1 Гэв.

Эффективная длительность импульсов оценивалась в диффузионно-возрастном приближении. Значения пиковой плотности потока тепловых нейтронов во внутреннем замедлителе свинцовой и вольфрамовой мишени для различных ускорителей приведены в табл.2. Диаметр водяного замедлителя - 10 см, бериллиевого - 20 см.

Таблица 2

Ускоритель	E_p , Гэв	\mathcal{N}_p	$T_{од}$, мкс	θ_T , мкс	$\Phi_T^{пик}$, нейтр/(см ² ·с)	Δt , °C	Прим.
ИФВЗ, СССР I	70	$5 \cdot 10^{12}$	5	80	$0,85 \cdot 10^{17}$	1,7	} H ₂ O 10см
	II*	$5 \cdot 10^{13}$	5	90	$0,85 \cdot 10^{18}$	17	
ЦЕРН, Швейцария	400	10^{13}	23	90	$0,7 \cdot 10^{18}$	20	
ФНАЛ, США I	500	$2 \cdot 10^{13}$	21	90	$1,8 \cdot 10^{18}$	51	
	II*	$5 \cdot 10^{13}$	21	90	$0,87 \cdot 10^{19}$	260	
ИФВЗ, УНК СССР I**	400	$6 \cdot 10^{14}$	65	120	$3,2 \cdot 10^{19}$	1000	
				200	$1,3 \cdot 10^{19}$	680	Be 20см
II**	3000	$(2,1 \cdot 10^{14})$ $(3,2 \cdot 10^{14})$	65	120	$0,75 \cdot 10^{20}$	2500	H ₂ O 10см
				200	$0,67 \cdot 10^{20}$	2500	Be 20см

* Строящиеся ускорители.

** Проектируемые ускорители.

В последней графе табл.2 приведен максимальный подогрев материала мишени за импульс.

Эта величина определена по соотношению

$$\Delta t = E_p \mathcal{N}_p K K_V (i_a + i_c) / P C_p,$$

где P - вес мишени, кг;

C_p - удельная теплоемкость ее материала, кдж/(кг.град);

K_V - объемный коэффициент неравномерности энергосвечения.

Для кольцевой мишени протяженностью 500 г/см² с "толщиной"

кольца 10 см при $\sigma = 3$ см для гауссова распределения интенсивности в пучке протонов использование данных [2] по продольному распределению энерговыделения дает $K \sim 2,3$. В случае УНК-II допустимый подогрев материала мишени определит величину пиковой плотности потока. В качестве примера была рассмотрена кольцевая мишень из порошкообразного вольфрама в ниобиевых трубках, охлаждаемая гелием при давлении ~ 10 кг/см² и скорости ~ 50 м/с. В этом случае можно допустить пиковую температуру материала мишени $\sim 3000^\circ\text{C}$, чему соответствует использование 35-50% проектной интенсивности сгустка (табл.2). При номинальной частоте повторения сгустков ($\sim 0,013$ гц) средняя во времени плотность потока тепловых нейтронов $\sim 1,3 \cdot 10^{14}$ нейтр/см²с, а среднее тепловыделение в мишени $\sim 1,2$ Мвт.

Как можно видеть из табл.2, использование сгустков протонов уже существующих ускорителей позволит генерировать короткие импульсы тепловых нейтронов высокой плотности. Особенно привлекательна "чистота" нейтронного спектра; легко обеспечить практическое отсутствие примеси быстрых и резонансных нейтронов в момент эксперимента. В случае УНК-II возможна генерация гигантских импульсов тепловых нейтронов с пиковой плотностью $\sim 10^{20}$ нейтр/см²с и флуенсом $\sim 10^{16}$ нейтр/см². Пока трудно указать иные пути генерации потоков тепловых нейтронов такой плотности в стационарных устройствах.

Список литературы

1. Ярба В.А. УЭН, 1979, т.129, с.347
2. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Множественные процессы при высоких энергиях, М., Атомиздат, 1974.
3. Wilson B.B. Preprint FNAL, FN-298, 1976.
4. Fraser J.S. et.al. Phys. in Canada 21(2) 17, 1976.
5. J.C.D.Milton and J.S.Fraser, rep. AEC-2259, 1965.
6. Аношин А.И. и др. Изв.АН СССР, Сер.физ. 1971, т.35, с.2054.
7. Большов В.И. и др. Атомная энергия, 1970, т.28, в.5, с.388,

ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ
30-МэВ МИКРОТРОНА

А.Н.Бажан, В.С.Закиров, Л.М.Зыкин, С.П.Капица,

Ю.М.Ципенюк

(Институт физических проблем АН СССР)

Описаны технические характеристики ускорителя, источника медленных нейтронов, установки для нейтронно-физических исследований веществ в методе времени пролета. Приведены результаты измерений спектра нейтронов при различных вариантах замедлителя и влияния Be-отражателя.

The technical parameters of the accelerator, source of slow neutrons, arrangement for the time-of-flight investigations are described. The results of the measurements of the neutron spectrum for different types of moderators with Be-reflector are given.

В последнее время в различных странах появилось значительное число импульсных источников нейтронов на основе линейных ускорителей электронов [1], в ряде строящихся установок для генерации нейтронов предполагается использование быстрых протонов (с энергией порядка 1 ГэВ) [2]. Эта тенденция отражает широкие возможности, открываемые для экспериментаторов импульсными источниками, — большой энергетический интервал нейтронов ($I = 0,005$ эВ), возможность варьировать спектр нейтронов, одновременное измерение рассеяния под различными углами, малый фон гамма-излучения и быстрых нейтронов во время измерений, компактность и простота установок.

В 1978 г. в Институте физических проблем АН СССР были начаты работы по созданию импульсного источника медленных нейтронов на основе 30-МэВ микротрона [3]. Этот ускоритель в течение ряда лет успешно работает в целях активационного анализа [4]. Для возможности проведения нейтронных экспериментов по физике твердого тела были переоборудованы мишенное устройство и экспериментальный зал. Общая схема установки показана на рис.1.

Микротрон работает в импульсном режиме с частотой повторения 50 — 1000 гц и длительностью импульса 2,5 мксек. Энергия электронов 30 МэВ, импульсный ток до 30 мА. Средняя мощность

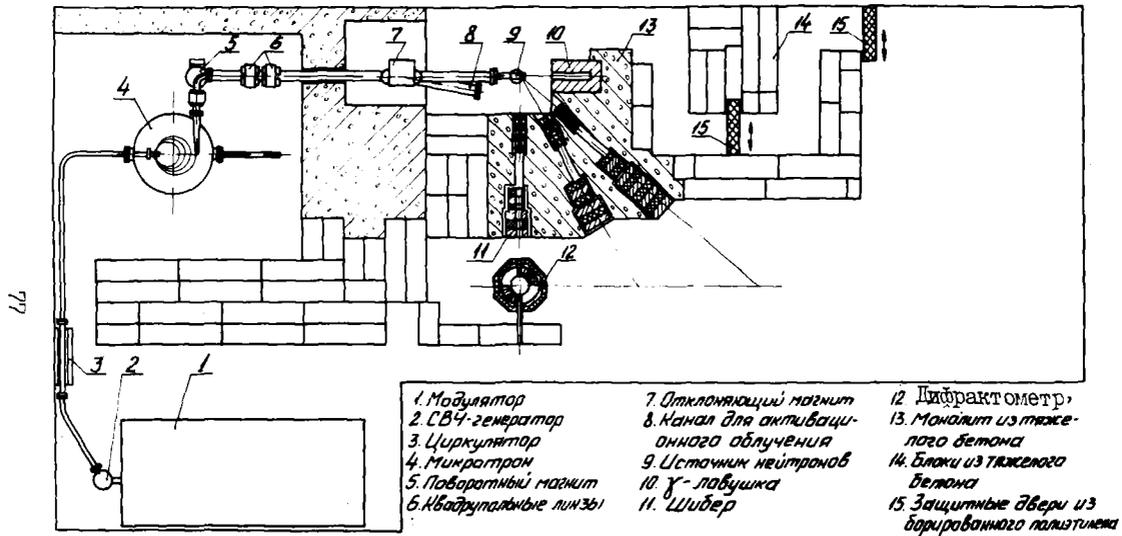


Рис. I. Общая схема ускорителя и экспериментального зала

электронного пучка в настоящее время не превышает 1 квт. Планируемая мощность пучка 3 квт. В силу высокой монохроматичности ускоренных электронов в микротроне (~ 100 кэВ) пучок легко транспортируется без потерь в специальный бункер, расположенный на расстоянии 6 м от ускорителя. С помощью отклоняющего магнита электронный пучок направляется либо на вольфрамовую тормозную мишень для облучения при γ -активационном анализе, либо на нейтронный конвертор. Диаметр пучка на мишени составляет примерно 15 мм. Непосредственно за конвертором расположена " γ -ловушка" из обычного бетона, а под углами 90, 60 и 40° к оси пучка - нейтронводы. Толщина биологической защиты из тяжелого бетона составляет во всех направлениях около 2,5 м. Шкафы нейтронводов - цилиндрические, составленные из борированного полиэтилена (400 мм) и железа (1200 мм).

Конвертором нейтронов служит в настоящее время охлаждаемый водой свинец ϕ 40 x 50 мм. Мониторинг потока производится по заряду, переносимому электронным пучком на конвертор. Интегральный выход быстрых нейтронов из свинца в результате (γ, n) - реакции неоднократно измерялся [1, 2, 5] и составляет при 30 МэВ величину $5 \cdot 10^{10}$ нейтр./(кв.сек). В качестве материала для замедлителя выбран полиэтилен, исследование свойств которого проводилось многими авторами [1, 2, 6]. Нас интересовал вопрос зависимости спектра нейтронов от формы замедлителя и наличия отражателя. Измерения проводились методикой времени пролета ^3He - счетчиком, расположенным по оси нейтронвода под углом 90° к электронному пучку. Результаты предварительных измерений приведены на рис. 2. Исследовались плоские полиэтиленовые замедлители разной толщины, цилиндрический замедлитель с конической гребенчатой структурой (угол конуса 5°, высота гребенки 100 мм), аналогичный плоской геометрии, предложенной в работе [7], и влияние плоского Ве-отражателя толщиной 100 мм. Как видно из рис. 2, в области длин волн больше 2 Å применение гребенчатого замедлителя с Ве-отражателем позволяет значительно увеличить поток нейтронов по сравнению с обычно используемым плоским замедлителем толщиной 50 мм.

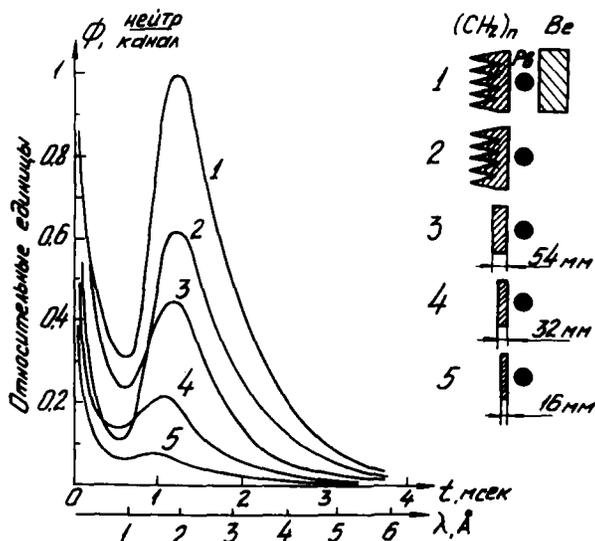


Рис. 2. Спектры нейтронов из различных замедлителей, измеренные методом времени пролета с учетом зависимости эффективности регистрации нейтронов от энергии

На одном из нейтронных каналов установлен многодетекторный дифрактометр по времени пролета, аналогичный таковому на ускорителе "ФАКЕЛ" [8]. Для калировки прибора по пучку он установлен на воздушной подушке. Длина пролетной базы источника-образец 4,2 м. В дифрактометре имеются два подвижных сектора, каждый с 8 ^3He -счетчиками СМ-17, расположенными через $9,5^\circ$. Диапазон измеряемых углов составляет от 0 до 165° . Как показали эксперименты [8], разрешение такого типа прибора составляет 1-2%. Измерения положения детекторов и их перемещение производятся дистанционно.

Регистрация и накопление данных, поступающих с детекторов, происходит параллельно (см. рис. 3). Предусилители импульсов (ПУ) с коэффициентом усиления 200 установлены непосредственно вблизи счетчиков. Сигналы с ПУ поступают на усилители-дискриминаторы (УД) и 4096-канальный анализатор ЦР 4900. Дискриминация импульсов происходит только по нижнему пределу, оп-

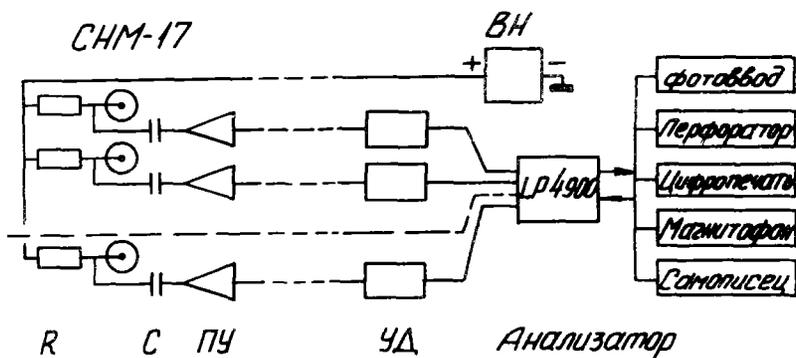


Рис.3. Блок-схема радиоэлектронной аппаратуры, используемой для многодетекторной регистрации и накопления данных по времени пролета

ределяемому пиком медленных нейтронов в амплитудном распределении. Запуск анализатора производится с задержкой 1-2 мксек относительно импульса электронов. С помощью специальных программ в анализаторе возможна предварительная обработка полученной информации.

Для возможности проведения нейтронно-физических исследований структуры веществ при низких температурах создан специальный криостат, который располагается по центру дифрактометра. Главная особенность криостата - наличие сверхпроводящего магнита, создающего вертикальное поле до 60 кэ в объеме 10 см^3 , и наличие в зоне нейтронного пучка лишь алюминиевых стенок суммарной толщиной 6 мм.

Список литературы

- 1 . Р.Н.Синклер, Д.Г.дем, ЭЧАИ 1972, т.2, вып.4, стр.981; K.Suzuki et al. Nucl.Instr.Meth.1977, v.147, p.519.
- 2 . В.Ф.Герасимов и др. Нейтронная физика, 1972, ч.П, стр.201. J.M.Carpenter, Nucl.Instr.Meth., 1977, v.149, p.91. И.И.Стависский, Труды Всес.семинара "программа эксперим. исследований на мезонной фабрике ИИИ АН СССР", ИИИ АН СССР, 1979, стр.57.
- 3 . С.И.Капица, В.Н.Мелехин. микротрон . М., Наука, 1969.
- 4 . S.P.Kapitsa et al. J.Radioanal.Chem., 1973, v.16, p.297. В.Н.Мелехин и др. ПТЗ, 1976, №4, стр.44.
- 5 . В.К.Бровцын и др. Атомная энергия, 1972, т.32, стр.383.
- 6 . С.Н.Ишмаев и др. Препринт ИАЭ-2С19, 1970.
- 7 . А.Н.Лундорин, В.М.Назаров Эффективный замедлитель для импульсных источников нейтронов, См. материалы данной конференции.
- 8 . Б.А.Видряевский и др. Препринт ИАЭ-3122, 1979.

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО
УСКОРИТЕЛЯ ЭГ-1 ФЭИ

М. В. Боховко, В. И. Володин, А. И. Глотов, Н. И. Дудкин,
В. Н. Канаки, В. Н. Кононов, Е. Д. Полетаев, В. А. Романов

(ФЭИ)

Описан импульсный режим работы ускорителя ЭГ-1 ФЭИ в наносекундном и микросекундном диапазонах, осуществляемый прерыванием и клистронной группировкой ионного пучка. Приведены параметры пучка протонов на мишени ускорителя.

The facility for pulsing of an ion beam electrostatic generator EG-1 in nanosecond and microsecond ranges by chopping and klystron bunching is described. The characteristics of the beam protons on the target is given.

С целью расширения круга ядерно-физических экспериментов, увеличения надёжности работы ускорителя ЭГ-1 в импульсном режиме был усовершенствован ионный источник и разработана новая система прерывания, включающая клистронную группировку [1].

В качестве источника ионов был использован высокочастотный источник с поперечным высокочастотным и продольным магнитным полем, аналогичный описанному в работе [2]. Внесённые изменения были направлены на повышение надёжности и срока службы, а также улучшения ионной оптики. Анод, изготовленный из нержавеющей стали, экранировался от разряда составным кварцевым изолятором, а использование катода, выполненного из титанового сплава, позволило повысить срок службы источника, который составил более 1000 часов. Вакуумные уплотнения всех элементов ионного источника осуществлялись с помощью мягкого металла (индия и свинца). Кольцевой разряд в кварцевой колбе возбуждался высокочастотным генератором с частотой 100 МГц, собранным по двухтактной схеме на лампах ГИ-6Б. При потребляемой мощности ~ 300 Вт и магнитном поле 160 Э источник позволил получить в рабочих условиях ионный ток около 1 мА при расходе газа 5 - 6 см³ ат/час.

Ионный пучок из источника (рис. 1) ускорялся до 28 - 30 кэВ,

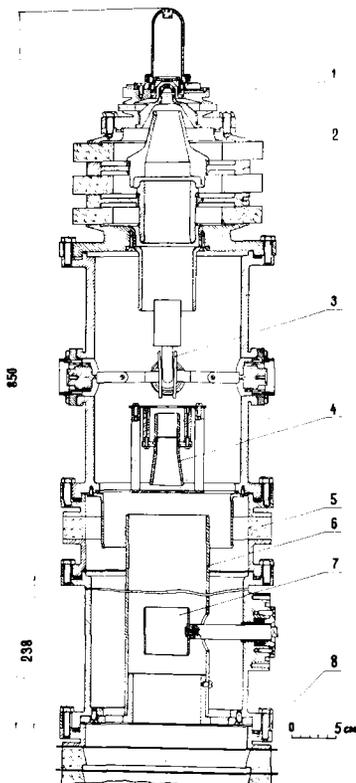


Рис. I.

- 1 - ионный источник;
- 2 - система формирования;
- 3 - система прерывания и коррекции пучка;
- 4 - система группирования;
- 5 - изолирующий переходник;
- 6 - система согласования;
- 7 - поворотный измерительный цилиндр;
- 8 - ускоряющая трубка

Прерывание пучка осуществлялось с помощью импульсов прямоугольной формы, что позволяло изменять в широких пределах частоту следования и длительность импульсов ионного тока [3]. Принципиальная схема устройства прерывания показана на рис. 2. Устройство состоит из генератора, группирующего напряжения L_1 , формирователя синхроимпульсов (пентодная часть L_1), делителей частоты (L_2, L_3), линии задержки L_3 , формирователя длительности импульсов прерывания (L_4), усилителя-ограничителя (L_5) и выходного усилителя (L_6).

Генератор группирующего напряжения обеспечивал ВЧ-напряжение с частотой 15,6 мГц и амплитудой от 0,1 до 3,5 кВ.

Исследование временных характеристик ионных импульсов на мишени ускорителя производилось путём наблюдения формы пика мгновенных гамма-лучей с помощью временного анализатора. Для регистрации гамма-лучей использовался сцинтилляционный детектор с кристаллом стиблена, расположенный в 10 см от мишени.

На рис.3 показаны типичные формы импульсов протонного тока с энергией 2,7 мэВ на мишени ускорителя, полученные при использовании только прерывания и в результате прерывания и группировки.

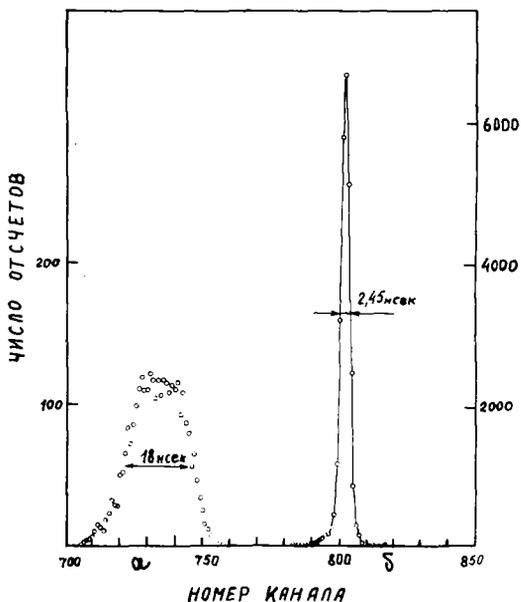


Рис.3. Форма импульсов протонного тока на мишени ускорителя: а - только прерывания; б - прерывание и группировка. Цена канала 0,72 нсек

Величина тока в импульсе в режиме простого прерывания составляла 0,3 - 0,5 мА, а величина ионного тока в промежутке между импульсами была менее 0,05% его пикового значения.

Сокращение клистронной группировки приводило к сокращению длительности импульсов ионного тока с 18 нсек до 2,5 нсек. При этом величина среднего тока пучка на мишени уменьшалась на 30%. В результате величина тока в импульсе в режиме группировки достигала 1,5 - 2,5 мА, а фактор группировки составлял 5.

В микросекундном режиме были получены импульсы протонного тока практически прямоугольной формы, длительность которых могла быть установлена в диапазоне 0,1 - 1 мксек, а частота следования могла изменяться в пределах 1,5 - 30 кГц. Постоянная составляющая ионного тока в этом режиме также была незначительной. Оба режима импульсной работы ускорителя α -1; наносекундный с группировкой и без неё и микросекундный в 1978 и 1979 гг. были использованы для проведения ядерно-физических экспериментов по абсолютному измерению сечений радиационного захвата быстрых нейтронов в уране-238, измерению полных нейтронных сечений и в ряде других исследований.

Список литературы

1. В.Н. Кононов и др. В сб.: Нейтронная физика (4-я конф. 1977г.), ч. IV, с.243, М., ЦНИИатоминформ, 1977.
2. Володин В.И. и др. Препринт ФЭИ-303, Обнинск, 1971.
3. Кононов В.Н. и др. ПТЭ, 1973, №2, стр.29.

РЕГИСТРАЦИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ
ПРОБОЙНЫХ СЧЕТЧИКОВ

А.Г.Доничкин, А.Н.Смирнов, В.П.Эйсмонт

(Радиовый ин-т им.В.Г.Хлопина)

Описаны основные регистрационные свойства тонкопленочных пробойных счетчиков осколков деления, не чувствительных к фону слабоионизирующего излучения. На базе ~ 6 см измерен времяпролетный спектр осколков деления ^{252}Cf . Обсуждаются возможные применения счетчиков в опытах по делению ядер.

Fission fragment detection properties of the thin-film breakdown counters are described. The counters are insensitive to the lightly ionizing radiation. Possible applications of the counters are discussed. Time-of-flight spectrum of ^{252}Cf fission fragments has been obtained on the basis of ~ 6 cm.

Развиваемая в настоящее время методика регистрации осколков деления при помощи "самозалечивающихся" пробоев в тонкопленочных конденсаторах на основе двуокиси кремния - пробойных счетчиках [1-3] открывает уникальные возможности в исследованиях процесса деления ядер. Пробойные счетчики совмещают в себе пороговые свойства твердотельных трековых детекторов и быстроедействие поверхностно-барьерных полупроводниковых детекторов. Механизм регистрации основан на возможности электрического пробоя тонкого диэлектрика (в данном случае двуокиси кремния с толщиной порядка 1000 Å) вдоль трека, создаваемого заряженной частицей, при напряженности поля, существенно меньшей собственно пробойной. Возможность пробоя реализуется при условии, если плотность ионизации вдоль трека превышает некоторое пороговое значение. Практически пробойные счетчики способны регистрировать только осколки деления и тяжелые ионы, удельные ионизационные потери которых в двуокиси кремния превышают $\sim 15 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мг}^{-1}$, что примерно соответствует порогу формирования треков в кварцевом стекле [3].

Быстроедействие счетчиков обусловлено лавинным характером процесса пробоя, а также малой толщиной чувствительного слоя.

Эффективность регистрации для осколков деления равна 100%, если угол их падения не превышает $\sim 45^\circ$ относительно нормали к поверхности счетчика. Для больших углов падения эффективность уменьшается и для $\sim 55^\circ$ становится практически равной нулю.

Необходимым условием работоспособности пробойных счетчиков является ограниченная толщина рабочего металлического электрода, которая не должна превышать $\sim 1/3$ толщины окисного слоя. При пробе части электрода, окружающая место попадания осколка, испаряется, при этом образуется отверстие, по размерам большее, чем в более тугоплавком диэлектрике. Пробой, таким образом, не приводит к короткому замыканию, однако счетчик в этом месте теряет чувствительность, что вызывает постепенное уменьшение эффективности в процессе регистрации, а также принципиально ограничивает рабочий ресурс. Мощность пробоя (амплитуда импульса и его длительность), которая в конечном счете и определяет размеры отверстий в электроде, существенно зависит от структуры счетчика и технологии его изготовления. В настоящее время имеется три типа пробойных счетчиков (изготовленных на основе кремния), отличающихся по этому признаку:

1. Счетчики на основе кремния n -типа. Для этих счетчиков характерна минимальная величина мощности пробоя. Амплитуда импульса при рабочих напряжениях в области платосчетной характеристики (70 - 100 В) лежит в пределах нескольких десятков милливольт, средний диаметр отверстий в рабочем электроде не превышает $1 \div 4$ мкм. После регистрации $\sim 10^6$ осколков эффективность уменьшается не более, чем на $2 \div 3\%$. Рабочий ресурс составляет $\sim 10^7$ оск.см⁻².

К недостаткам этих счетчиков следует отнести наличие чувствительной области в кремниевой подложке на границе раздела кремний-оксид, что ухудшает их дискриминационные свойства по отношению к слабоионизирующему излучению [2,3], а также относительно невысокую радиационную стойкость [3]. Тем не менее по своим пороговым свойствам пробойные счетчики значительно превосходят полупроводниковые детекторы (на три порядка). Они могут применяться, например, для регистрации осколков деления в условиях фона электронного и тормозного γ -излучения в тех случаях, когда необходима высокая статистическая точность, в частности для измерения сечений деления ядер нейтронами мето-

дом времени пролета, а также в опытах с использованием метода совпадений.

2. Счетчики из кремния p-типа с высоким удельным сопротивлением. Мощность пробоев в таких счетчиках примерно на порядок выше, чем для счетчиков из *n*-кремния. Амплитуда импульса при тех же условиях составляет несколько вольт, средний диаметр отверстий не превышает ~ 10 мкм. Уменьшение эффективности примерно на 2 - 3% происходит после регистрации $\sim 10^5$ оск.см⁻², рабочий ресурс составляет $\sim 10^6$ оск.см⁻².

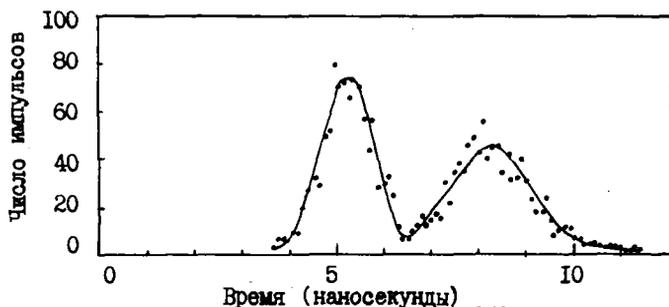
Счетчики из кремния p-типа по своим пороговым свойствам значительно превосходят счетчики из кремния *n*-типа, так как чувствительная область в кремниевой подложке отсутствует. Радиационная стойкость их также выше. Эти счетчики могут работать в более жестких фоновых условиях, например при исследовании деления сильнорадиоактивных изотопов. Весьма перспективным представляется их использование для исследований деления изомеров на импульсных ускорителях. Здесь, однако, имеется проблема быстрого истощения рабочего ресурса вследствие регистрации осколков мгновенного деления, вероятность которого обычно на несколько порядков выше. Эта проблема может быть решена путем применения управляемого импульсного питания счетчиков (в данном случае путем подачи запирающего напряжения на счетчик на время действия импульса ускорителя). Большой интерес представляет использование пробойных счетчиков для исследований деления спонтанноделящихся изотопов нейтронами, фотонами и заряженными частицами на импульсных ускорителях, что в принципе невозможно с использованием твердотельных трековых детекторов и встречает значительные экспериментальные трудности при использовании других типов детекторов.

3. Счетчики из кремния p-типа со средним удельным сопротивлением (порядка 10 Ом·см). Мощность пробоев в этих счетчиках более чем на два порядка превышает мощность пробоев в счетчиках из *n*-кремния. Амплитуда импульса составляет несколько вольт, а увеличение мощности пробоя связано с увеличением длительности процесса пробоя, которая зависит от собственной емкости (и соответственно от площади чувствительной поверхности). Для счетчиков с площадями чувствительной поверхности от $0,1$ до 3 см² размеры отверстий в электроде при пробоях изменяются в пределах от нескольких микрон до нескольких десятков и

сотен микрон. Рабочий ресурс практически не зависит от площади и не превышает $\sim 10^4$ осколков. В процессе регистрации эффективность уменьшается примерно на 10% после $\sim 10^3$ осколков.

Эти счетчики обладают наилучшими пороговыми свойствами и радиационной стойкостью. Они могут быть с успехом применены для регистрации очень редких событий в крайне жестких фоновых условиях, например, при исследовании фотоделения вблизи порога сильнорадиоактивных изотопов или спонтанноделящихся (с применением импульсного управления счетчиком), а также для определения микроколичеств делящихся веществ в условиях реакторных потоков нейтронов. Представляет также интерес исследование возможности регистрации осколков деления средних ядер (вблизи себребра) частицами высоких энергий.

Пробойные счетчики трех перечисленных типов имеют хорошие временные характеристики, что выгодно отличает их от других типов детекторов. Пробойные импульсы имеют сравнительно небольшое время нарастания (не более $\sim 10^{-8}$ сек) и большую амплитуду, которая позволяет обходиться без предварительного усиления. Однако для получения хорошего временного разрешения необходима стандартизация пробойных импульсов по амплитуде и фронту, вследствие разброса амплитуд, динамический диапазон которых может достигать ~ 10 (особенно для счетчиков большой площади из кремния n -типа). Быстродействие счетчиков хорошо иллюстрируется на примере измерения распределения осколков деления по времени пролета на короткой базе. Одно из таких распределений, полученное на базе 58 мм, представлено на рисунке.



Распределение осколков деления ^{252}Cf по времени пролета. Длина пролетной базы 58 мм.

Для измерений использовался источник ^{252}Cf , нанесенный на прозрачную для осколков деления подложку; активность источника составляла $\sim 5 \times 10^3$ делений в секунду. Осколки деления регистрировались двумя пробойными счетчиками с площадью чувствительной поверхности 1 см^2 . Импульсы с одного из счетчиков, расположенного на расстоянии 3 мм от источника, после усиления и формирования поступали на вход "старт" преобразователя "время-амплитуда". На вход "стоп" поступали импульсы со второго счетчика, расположенного на расстоянии 58 мм. Собственное временное разрешение электронного тракта составляло $\sim 10^{-10}$ сек. Как видно из рисунка, вполне удовлетворительное для такой короткой пролетной базы разделение пиков, соответствующих легким и тяжелым осколкам, свидетельствует о хорошем временном разрешении пробойных счетчиков.

В заключение следует отметить, что тонкопленочные пробойные счетчики в большинстве случаев могут полностью заменить твердотельные трековые детекторы и благодаря своим временным свойствам существенно дополнить экспериментальные методы, применяющиеся в физике деления. Пробойные счетчики, несомненно, могут найти применение и для прикладных задач, например в сочетании с радиатором из делящегося вещества, они могут использоваться для мониторинга нейтронных потоков.

Список литературы

1. L. Tommasino, N. Klein and P. Solomon. - Nucl. Track Detection, 1977, No 1, 63.
2. A. N. Smirnov and V. P. Eismont. - Nucl. Instr. and Methods, 1978, No 154, 471.
3. A. G. Donichkin, A. N. Smirnov and V. P. Eismont. - Nucl. Tracks, 1979, Vol. 3, 205.

**ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР НА У-240
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЕСТЕСТВЕННОЙ МОДУЛЯЦИИ ПУЧКА
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

**М.В.Насечник, А.Г.Исаев, Р.К.Кисурин, В.Б.Кисловский,
Э.В.Полотный, И.И.Кушнир, Ю.К.Максимов, В.А.Пашин,
В.Н.Эбин, С.Ф.Халдин**

(ИИИ АН УССР)

Описан времяпролетный нейтронный спектрометр с использованием естественной модуляции пучка протонов 50 МэВ на циклотроне У-240.

Спектрометр предназначен для изучения угловых и энергетических распределений нейтронов из различных мишеней. На спектрометре проведено изучение временных характеристик пучка протонов.

A time-of-flight neutron spectrometer with using of natural modulated 50 Mev proton beam of the U-240 cyclotron is described.

The spectrometer is intended for the investigation of angular and energetical neutron distributions from different targets. With the using of the spectrometer the investigation of proton beam time characteristics is performed.

Как сообщалось ранее [1,2], киевский циклотрон У-240 будет переведен в режим импульсного источника быстрых нейтронов для целей нейтронной спектрометрии наносекундного диапазона. В плане подготовки к этому в ИИИ АН УССР создан вариант наносекундного времяпролетного спектрометра на выведенном пучке ускоренных частиц с использованием естественной модуляции пучка.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Спектрометр установлен в экспериментальном помещении ЭП-4 циклотрона У-240 на расстоянии примерно 70 м от ускорителя. Проводка пучка протонов на мишень и контроль за его пространственным положением во время экспериментов производились с помощью телевизионных камер (2). Для обеспечения оптимальных фоновых условий проводка пучка внутри ЭП-4 осуществлялась без применения ограничивающих диафрагм.

Прием пучка в ЭП-4 осуществлялся на медную охлаждаемую водой и изолированную от ионопровода мишень (1). Толщина мишени составляла 5 мм. Мишень окружена свинцовой защитой (3) толщиной около 500 мм. В защите сделаны два канала: один - квадратного сечения 10 x 10 мм² под углом 0°, второй - диаметром 10 мм под углом 30° к направлению протонного пучка.

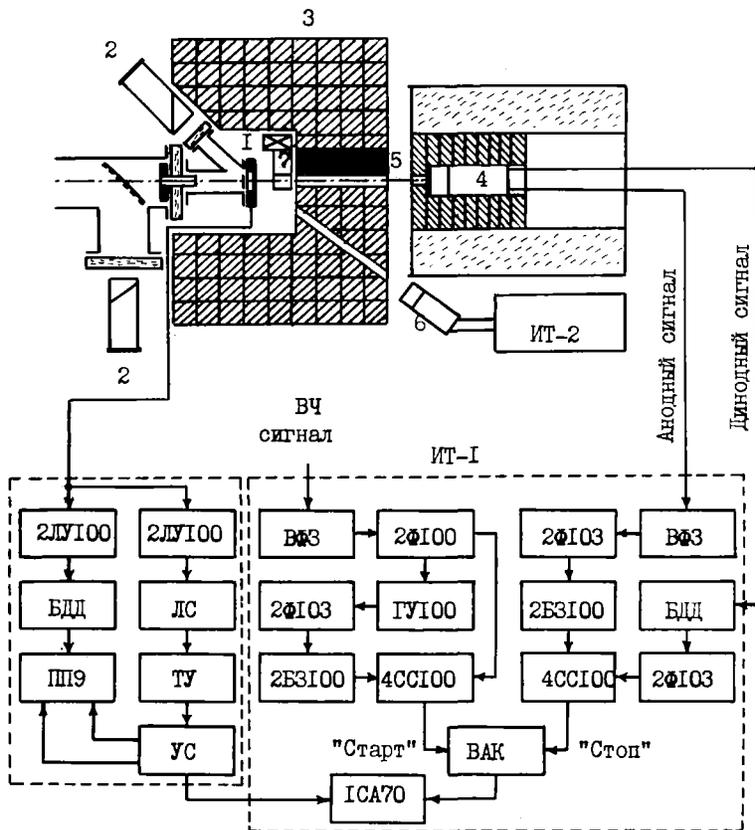


Рис. 1. Схема установки: ИТ - измерительный тракт; 1 - медная мишень; 2 - телекамеры; 3 - свинцовая защита; 4 - основной детектор нейтронов; 5 - железная заглушка пучка; 6 - детектор-монитор; 7 - устройство смены образцов; 2ЛУ100 - линейный усилитель; БДД - острый дифференциальный дискриминатор; ВФЗ, 2Ф103 и 2Ф100 - формователи; 4СС100 - схема совпадений; ПП9 - пересчетный прибор; ТУ - таймер управления; УС - устройство сопряжения; ЛС - линейный сумматор

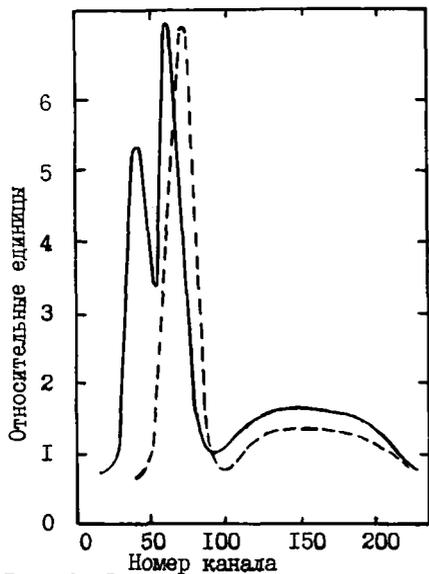


Рис. 2. Форма гамма-вспышки в зависимости от настройки циклотрона: сплошная линия (б), штриховая - (а)

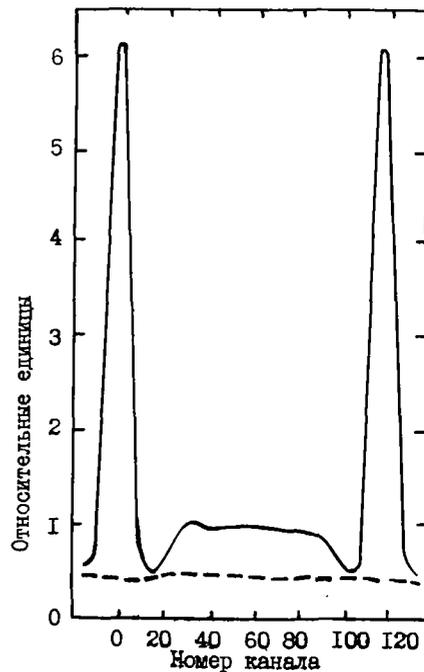


Рис. 3. Спектр нейтронов: сплошная линия - эффект+фон, штриховая - фон

Для измерения фона канал в защите перекрывался железной заглушкой (5) толщиной 500 мм. Чтобы геометрия опыта не изменялась при измерениях с заглушкой и без заглушки, последняя одновременно служила элементом защиты. Для перекрывания пучка достаточно было опустить заглушку вниз на 10 мм.

Регистрация излучения, испускаемого мишенью, осуществлялась тремя сцинтилляционными детекторами. Основным детектором являлась система кристалл стильбена + ФЭУ-30. Диаметр кристалла 51 мм, высота 32 мм. Для этого детектора провоздился подбор делителя ФЭУ-30 так, чтобы обеспечить минимум разброса времен пролета электронов в умножительной системе. Второй детектор (6) кристалл стильбена + ФЭУ-85 предназначен для осуществления мониторингования по нейтринному потоку из мишени. Диаметр кристалла 16 мм, высота 16 мм. Пороги регистрации обоих детекторов были выбраны около 1 МэВ.

Для регистрации высокоэнергетических гамма-лучей из мишени при бомбардировке ее ускоренными протонами использовался третий детектор - пластический сцинтиллятор на основе полистирола + ФЭУ-87. Диаметр сцинтиллятора 24 мм, высота 25,7 мм. Детектор установлен на расстоянии 2 м от мишени под углом 90° к направлению пучка протонов. Он служил источником стартовых импульсов для времяпролетного спектрометра. Изменением напряжения питания ФЭУ-87 и порога дискриминации можно в широких пределах изменять эффективность регистрации гамма-лучей, чтобы получить приемлемую среднюю частоту стартовых сигналов.

В ряде случаев стартовые сигналы формировались из ВЧ-напряжения, снимаемого с дуанта. Первый вариант формирования стартовых сигналов предпочтительнее, поскольку импульсы непосредственно связаны с ионными ступками, попадающими на мишень. Во втором случае существенную роль играют колебания фазы протонных ступок относительно фазы ускоряющего напряжения.

Блок-схема измерительного тракта спектрометра представлена нижней частью рис.1. Штриховыми линиями справа ограничена измерительная часть спектрометра, слева - схема управления измерительным трактом и мониторингования по току пучка [3].

Детектор (4) работал в "стоповом" канале спектрометра. Детекторные сигналы подвергались амплитудному отбору, для чего использовались диодные и анодные сигналы. Блок-схема приведена для случая использования стартовых сигналов от ускоряющего напряжения, снимаемого с дуанта.

Поскольку спектрометр работал на пучке протонов, ускоренных до 50 МэВ (частота ускоряющего напряжения 14,8084 МГц), то необходимо было уменьшить частоту следования стартовых сигналов до 10 кГц.

На спектрометре проведены исследования формы и длительности протонных сгустков. Было установлено, что при тщательной настройке ускорителя можно получить длительность протонного сгустка около 3 нсек. Следует подчеркнуть, что это достигается без осуществления автоподстройки фазы сгустков. При введении в строй системы коррекции фазы длительность сгустка может составлять менее 1 нсек.

Контроль за длительностью сгустков осуществлялся по форме и длительности гамма-вспышки, зарегистрированной во времяпролетном спектре. На рис. 2 приведены два вида получаемой формы вспышки: а) соответствующая точной настройке ускорителя, б) полученная при неточном соответствии уровня ВЧ-напряжения на дуанте уровню основного поля ускорителя. Из рис. 2 следует, что при проведении времяпролетных экспериментов необходимо следить за формой и длительностью сгустков. В противном случае параметры спектрометра будут существенно ухудшены.

При использовании сигналов, сформированных из ВЧ-напряжения, снимаемого из предпоследнего каскада ВЧ-генератора и с дуанта, была измерена собственная временная неопределенность измерительного тракта. Она составила величину менее 1 нсек на полувисоте кривой совпадений и около 3 нсек на уровне 0,1. Допустимые загрузки - 10^4 имп./сек.

На рис. 3 представлен типичный времяпролетный спектр нейтронов, полученный с помощью описанного спектрометра.

Список литературы

1. Базавов Д.А., Беляков В.А. и др. - В кн.: Нейтронная физика, ч.4. Обнинск, 1974, с.190.
2. Базавов Д.А., Богданов П.В. и др. - В кн.: Нейтронная физика, ч.4. Обнинск, 1974, с. 197.
3. Исаев А.Г., Кисловский В.Б., Колотый В.В. См. материалы данной конференции.

НИЗКОЭНЕРГИЙНЫЙ МЕТОД ПРЕЦИЗИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОВ
НЕЙТРОНОВ В КИЛОВОЛЬТНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ*

М. В. Блинов, В. А. Витенко, В. И. Оревич
(Радиевый ин-т им. В. Г. Хлопина)

Описан спектрометр нейтронов промежуточных энергий по времени пролета на базе кристалла ${}^6\text{LiJ}(\text{Eu})$. Схемное решение спектрометра позволило существенно улучшить фоновые условия по сравнению с обычно используемым методом быстро-медленных совпадений. Это делает возможным проводить измерения спектров нейтронов в относительно интенсивных γ -полях и при больших нагрузках.

The TOF spectrometer with using ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ crystal is described. The electronic scheme decision of the spectrometer allowed to improve essentially the background conditions in comparison with usually used technique of fast-slow coincidences. This makes it possible to carry out the measurements of intermediate energy neutrons spectra in rather intensive fields of gamma-rays.

Измерение спектров нейтронов в области энергий ниже 100 кэВ представляет значительные трудности. Это связано, прежде всего, с отсутствием соответствующих высокоэффективных быстродействующих нечувствительных к γ -излучению нейтронных детекторов. Кроме того, интенсивность нейтронов промежуточных энергий, испускаемых из возбужденных ядер, низкая. При этом фоновые эффекты, как правило, велики, что также существенно затрудняет получение надежных данных. В качестве детекторов нейтронов в этой области энергий часто используют литиевые стекла и камеры деления со слоями урана-235, которые имеют низкую эффективность. К тому же литиевые стекла обладают высокой чувствительностью к γ -излучению. В работах [1, 2] был описан спектрометр на базе кристалла ${}^6\text{LiJ}(\text{Eu})$ имеющий высо-

* Работа проводится при поддержке Международного агентства по атомной энергии (исследовательский контракт № 2048/RI/RB).

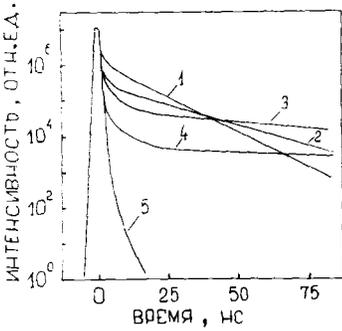


Рис. 1. Форма δ -линии с учетом δ - δ и δ - γ -наложений:
 1, 2, 3 - только быстрый канал (порог I > порог 2 > порог 3);
 4 - быстро-медленная электро-
 ника;
 5 - настоящий спектрометр

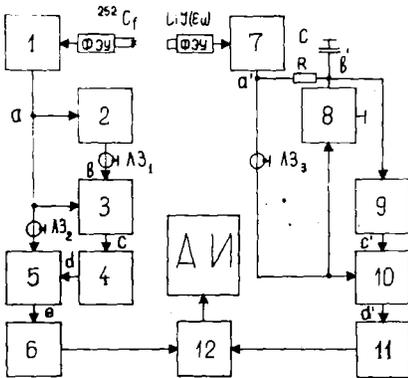


Рис. 2. Блок-схема спектро-
 метра:
 1 - быстрый усилитель-форми-
 рователь; 2 - одновибратор;
 3 - линейный сумматор;
 4 - интегральный дискрими-
 натор; 5 - схема пропуска; 6, 11 - формирователь "со
 следящим порогом"; 7 - быст-
 рый усилитель; 8 - электр-
 онный ключ; 9 - триггер Шмид-
 та; 10 - линейные ворота;
 12 - время-амплитудный пре-
 образователь; АИ - многока-
 нальный анализатор импуль-
 сов

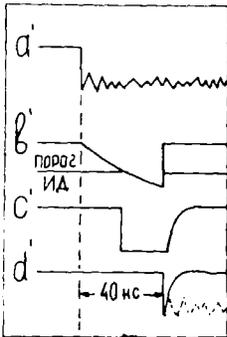


Рис. 3

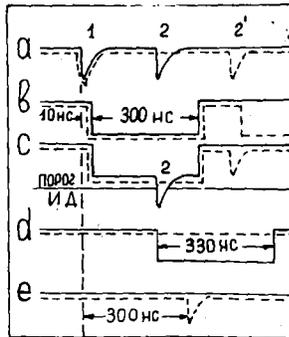


Рис. 4

кое временное разрешение), в котором указанные недостатки в значительной степени устранены. Этот спектрометр позволял получать надежные данные по спектру нейтронов деления до 20-30 кэВ [3]. Продвижению в область более низких энергий препятствовал фон истинно-случайных совпадений (наложение двух актов деления в измеряемом интервале времени). Кроме того, в применявшейся электронной схеме быстро-медленных совпадений высокий уровень фона был обусловлен значительной вероятностью γ - γ - и γ - n -наложений за время интегрирования ($\tau_{\text{инт}} \sim 10^{-8}$ с) импульсов в медленном канале (кривая 4 на рис. 1).

В данной работе этот спектрометр был усовершенствован с целью значительного улучшения фоновых характеристик. Отличительной особенностью построения схемы спектрометра (рис. 2) являлось наличие быстрого анализа амплитуд и длительностей импульсов в нейтронном канале, а в осколочном - анализа амплитуд и временных интервалов между импульсами. Принцип отбора импульсов в нейтронном канале заключается в следующем. Усиленный входной сигнал (а' на рис. 2 и 3) поступал на интегратор (RC-цепочка) и линию задержки ЛЗ-3 ($t_{\text{задержки}} = \tau_{\text{инт}} = 40$ нс). Электронный ключ разряжал энергию, накопленную в конденсаторе "С" при достижении некоторой амплитуды входного сигнала ($\sim 0,2$ от порога триггера Шмидта). Тем самым исключалась возможность наложения нескольких импульсов в цепи интегрирования. Значение порога триггера устанавливалось ниже величины импульсов от тепловых нейтронов. В линейных "воротах" задержанный на ЛЗ-3-сигнал стробировался импульсом с триггера (с'). На формирователь со "следящим порогом" поступал стандартный по длительности ($t_{\text{и}} \sim 5$ нс) импульс (d'), обусловленный регистрацией нейтрона или γ -кванта с энергией более 3 МэВ.

Способ устранения фона, связанного с наложением двух актов деления в измеряемом интервале времени, заключался в следующем (рис. 2 и 4). Быстрый сигнал, усиленный и сформированный по длительности ($t_{\text{и}} \sim 5$ нс), запускал одновибратор, порог которого был выше, чем амплитуда от α -частиц. Задержка импульса в одновибраторе и ЛЗ-1 ~ 10 нс исключала суммирование импульсов от одного акта деления. В случае, когда в интервале времени ~ 300 нс происходило два акта деления, в линейном сумматоре осуществлялось сложение импульса с одновибратора

от первого акта деления ($t_{\mu} \sim 300$ нс) с импульсом от второго акта деления, поступающего с усилителя-формирователя (с). Задержанный на ДЗ-2 ($t_{\text{задержки}} \sim 300$ нс) линейный сигнал стробировался импульсом с интегрального дискриминатора, что запрещало регистрацию первого акта деления.

Для сравнения фоновых характеристик настоящего спектрометра с ранее используемым [1, 2] были проведены измерения спектра нейтронов деления ^{252}Cf в одинаковых экспериментальных условиях. Результаты измерений (табл.) показали, что фон случайных совпадений уменьшился более чем в 10 раз, фон истинно-случайных совпадений стал пренебрежимо малым, а фон от γ - γ , γ - n - наложений упал более чем в 50 раз.

E _n , кэВ	ФОН/ЭФФЕКТ, %					
	СЛУЧАЙНЫЕ СОВПАДЕНИЯ		ИСТИННО-СЛУЧАЙНЫЕ СОВПАДЕНИЯ		γ-γ и γ-n-НАЛОЖЕНИЯ	
	А	Б	А	Б	А	Б
100	5,5	0,42	5,0	< 0,001	3,3	< 0,05
25	41,6	3,2	37,4	< 0,08	25	< 0,5
5	42,9	3,3	38,6	< 0,64	25,8	< 2

Примечание. **А** - быстро-медленная электроника; **Б** - настоящий спектрометр. Измерения проводились на пролетной базе 12,5 см. Мощность источника ^{252}Cf - $20,1 \cdot 10^3$ дел/с

Полученные результаты указывают на возможность применения настоящего спектрометра в целом ряде физических и прикладных задач в области промежуточных энергий нейтронов. Спектрометр позволяет проводить измерения в относительно интенсивных γ -полях и при больших нагрузках.

Список литературы

1. Блинов М.В., Витенко В.А., Крижук И.Т. - ДАН СССР, 1975, т. 224, № 4, с. 803.
2. Блинов М.В., Витенко В.А. - Нейтронная физика. М., 1976, ч. 5, с. 150.
3. Багенов О.А., Блинов М.В., Витенко В.А., Крижук И.Т., Туз В.Т. - Нейтронная физика. М., 1976, ч. 5, с. 114.

НЕЙТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРМОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ "УТРО"

В.А. Бурцев, В.Д. Дятлов, В.Н. Литуновский,
А.Н. Попытаев, В.А. Титов

(НИИЭФА им. Д.В. Ефремова)

Описывается методика и приводятся основные результаты исследования нейтронной эмиссии в экспериментах по нагреву плотной плазмы в линейном тета-пинче с сильным быстронарастающим магнитным полем "УТРО". Максимальный зарегистрированный нейтронный выход составляет 10^7 нейтронов за импульс.

Technique is described and main results are given of the study of neutron emission in dense plasma heating experiments in the linear theta-pinch "Utro" with strong fast-rising magnetic field. Maximum neutron yield recorded is 10^7 neutrons per shot.

Получение плотной высокотемпературной плазмы с помощью импульсных сильноточных разрядов (Z и θ -пинчи) в настоящее время рассматривается как один из возможных подходов к решению проблемы УТС [1]. Важнейшим критерием нагрева плазмы на таких установках при осуществлении разрядов в дейтерии или дейтерий-тритиевой смеси является нейтронный выход. Определение характеристик нейтронной эмиссии, а также зависимости нейтронного выхода от режимов работы установки позволяет делать вывод [2] как о природе нейтронного излучения, так и о перспективности использования данного метода нагрева или конкретной установки для достижения термоядерных параметров.

В настоящей работе приведены некоторые результаты исследования нейтронного излучения в экспериментах по слабокомпрессионному нагреву плотной плазмы в линейном тета-пинче [1] с сильным ($B_z \leq 5$ Тл) быстронарастающим ($\tau_{pp} \leq 0,5$ мкс) магнитным полем. Для создания таких полей использован оригинальный метод индуктивно-емкостного накопления энергии. Основные условия эксперимента [3] следующие: запасаемая в конденсаторной батарее энергия - 300+450 кДж; длина и внутренний диаметр соленоида магнитного поля - 50 см и 7 см; диапазон начальных давлений дейтерия в разрядной камере - $0,1 \pm 1$ Торр.

На начальной стадии нейтронного излучения определялись его временные и интегральные характеристики в зависимости от режимов работы установки "УТРО". Для определения выхода нейтронов использовался активационный детектор, представляющий собой парафиновый замедлитель размером 50x50x20 см, в котором размещены семь гейгеровских счётчиков СТС-6, обёрнутый индиевой фольгой, толщина которой (200 мкм) выбиралась из условия максимальной эффективности регистрации детектором продуктов распада изомера Jn^{116} ($T_{1/2} = 14,1$ с). Импульсы со счётчиков через схему согласования подавались на пересчётный прибор ПП9-2М и одновременно - на блок записи БЗ-15.

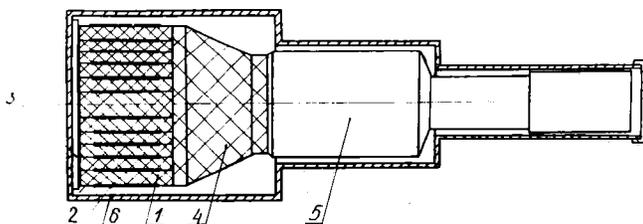


Рис.1. Конструкция активационно-сцинтилляционного детектора:

- 1 - кольцевой сцинтиллятор; 2 - фольга радиоактивного индикатора; 3 - плата-держатель;
- 4 - световод; 5 - фотоэлектронный умножитель;
- 6 - светозащитный кожух

Длительность нейтронной вспышки определялась сцинтилляционным детектором с высоким временным разрешением на основе органического пластмассового сцинтиллятора и быстрого ФЭУ. Детектор обладает той особенностью, что его конструкция позволяет наряду с времяразрешенными измерениями проводить и

измерение полного нейтронного выхода. На рис.1 показана конструкция активационно-сцинтилляционного детектора. Определение эффективности детекторов проводилось с помощью $Pu - Be$ - источника и нейтронов $d - d$ - реакции на импульсном нейтронном генераторе.

Проведенные исследования позволили выявить ряд закономерностей поведения нейтронного излучения в экспериментах на быстром линейном тета-пинче. На рис.2 приведена типичная осциллограмма нейтронного импульса со сцинтилляционного детектора.

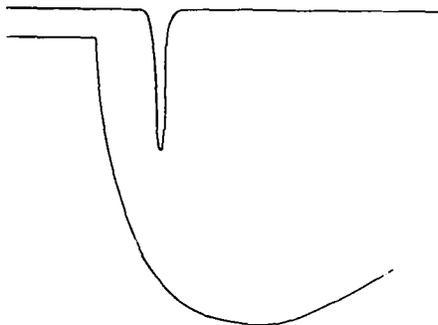


Рис.2. Осциллограмма импульса нейтронного излучения (верхний луч) и тока в соленоиде. Длительность развёртки 6,8 мкс

Длительность нейтронной вспышки составляет ~ 100 нс, что соответствует максимальному потоку 10^{14} нейтронов в секунду. Следует отметить, что генерация нейтронного излучения коррелирует во времени с моментом появления рентгеновского излучения, возникающего в фазе первого максимального сжатия плазменного шнура. Исследования задержки появления нейтронов от величины начального давления показали, что в пределах ошибок измерения она почти не изменяется и равна (700 ± 100) нс. Такой результат понятен, если учесть, что время сжатия плазмы $[4] \tau_{\text{сж}} \sim \sqrt{n}$, где n - концентрация плазмы.

Изучение величины выхода нейтронов в двух режимах работы установки (рис.3) показало, что при увеличении разрядного тока в соленоиде в 1,4 раза существенно возрастает выход нейтронов. Особенно это возрастание заметно при больших концентрациях плазмы.

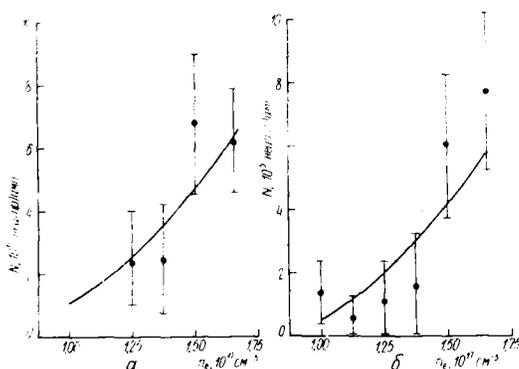


Рис. 3. Зависимость нейтронного выхода от концентрации плазмы.
Кривые $N = Kn^2$ построены для различных токов в соленоиде:
(а) - $I_c = 1,4$ MA ($B_z = 3,3$ Тл);
(б) - $I_c = 1,0$ MA ($B_z = 2,5$ Тл)

Следует обратить внимание, что обнаруженная зависимость выхода нейтронов от концентрации плазмы (рис.3) не противоречит ранее полученным результатам [5] и гипотезе о термоядерном происхождении нейтронов. Тогда, считая, что генерация нейтронов происходит в объёме, определённом размером соленоида и полушириной экспериментально определённых радиальных профилей концентрации плазмы, возможно оценить ионную температуру для двух режимов работы установки [4]:

$$\left(\frac{2.6 \cdot 10^9 K}{V \cdot t_u} \right)^{3/2} = T_i^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{3}{2} \frac{4.25 \cdot 10^3}{T_i^{1/3}}\right), \quad (I)$$

где K - численный коэффициент в зависимости $N(n) = Kn^2$;
 T_i - ионная температура; K ; V - излучающий объём;
 t_u - длительность нейтронного импульса.

Полученные таким образом значения температуры (780 эВ и 600 эВ) в два раза превышают соответствующие оценки, полученные из баланса магнитного и газокинетического давлений. Такое расхождение может свидетельствовать о том, что некоторая часть наблюдаемого нейтронного излучения обусловлена наличием ускорительных механизмов в плазме тета-пинча.

Соотношение (I) предполагает, что длительность нейтронного импульса не зависит от времени. Однако приведенные ис-

следования показали (рис.4), что существует слабая зависимость, которая не может быть объяснена в рамках принятых [4] моделей.

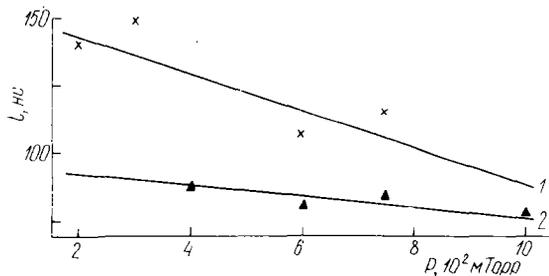


Рис.4. Зависимость длительности нейтронного импульса от начального давления дейтерия в разрядной камере:
1 - $I_c = 1,4$ MA; 2 - $I_c = 1$ MA

Несколько необычный характер этой зависимости требует дальнейших исследований как с целью определения диапазона давлений, в котором она наблюдается, так и с целью её подтверждения при других режимах работы установки.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности повышения мощности нейтронного излучения плазмы быстрого линейного тета-пинча при увеличении магнитного поля в соленоиде и начального давления в разрядной камере. Дальнейшие исследования предполагают также выяснение влияния скорости нарастания магнитного поля на выход нейтронов в более широкой области параметров плазмы.

Список литературы

1. Burtsev V.A. et al. Nuclear Fusion, 1977, v.17, N 5, p.877.
2. Ekdahl S.A. - "Rev.Sci.Instr.", 1979, v.50, N 8, p.941.
3. Бурцев В.А. и др. Физика плазмы, 1979, т.5, вып.6, с.1213
4. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1963.
5. Burtsev V.A. et al. Plasma physics and controlled nuclear fusion research IAEA, Vienna, 1979, v.11, p.205.

ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК

В.А.Бурцев, В.Д.Дятлов, В.А.Кузьмин, А.Н.Попытаев

(НИИЭФА им. Д.В.Ефремова)

Описан состав и даны характеристики комплекса приборов для исследования нейтронного излучения различных типов термоядерных установок.

Components and characteristics are considered of a system of detectors to study neutron emission from various types of thermonuclear devices.

Успехи в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу ставят задачу разработки и создания комплекса приборов для исследования нейтронного излучения, генерируемого термоядерными установками. Создание такого комплекса определяется также необходимостью получения полной и достоверной информации о параметрах плазмы за ограниченное число полномасштабных экспериментов. Эта информация, как известно, выражается в полном выходе нейтронов, степени пространственной изотропии нейтронного излучения, его спектральных и временных характеристиках.

Особенности диагностики нейтронного излучения определяются экспериментальными условиями, которые, в свою очередь, связаны с физическими принципами работы установок. Причём наиболее существенным фактором, определяющим требования, предъявляемые к аппаратуре для регистрации нейтронного излучения, является его длительность. По этому признаку все термоядерные установки условно могут быть разделены на три типа.

В настоящее время перспективным направлением в исследованиях по УТС является изучение нагрева плазмы в квазистационарных системах типа токамак. На таких установках при сравнительно больших длительностях излучения ($0,1 - 1$ с) получены

значительные нейтронные выходы [1].

Отличительной особенностью других типов установок является использование принципа импульсного нагрева плазмы (плазменный фокус, пинчи различных конфигураций и др.). Характерные длительности нейтронного излучения на таких установках составляют 0,1–1 мкс. Несмотря на значительные нейтронные выходы, полученные на отдельных установках подобного типа [2], актуальным является вопрос об увеличении чувствительности приборов для регистрации нейтронного излучения. Это связано как с развитием новых направлений по импульсному нагреву плазмы, так и с созданием новых оригинальных устройств. Кроме того, интенсивные (с амплитудой десятки вольт) и высокочастотные (≥ 10 МГц) электромагнитные помехи существенно затрудняют измерения в подобных экспериментах. Таким образом, детекторы для измерений нейтронного излучения на импульсных установках должны обладать высокой чувствительностью и избирательностью к нейтронам, сохраняя при этом полную работоспособность в присутствии внешних сильнодействующих факторов.

Наконец, установки с инерциальным удержанием (лазерный и пучковый нагрев) генерируют субнаносекундные импульсы нейтронного излучения при сравнительно небольших выходах (10^5 – 10^8 нейтронов за импульс).

Очевидно, что совокупность задач нейтронных измерений вместе с условиями экспериментов на термоядерных установках, требует нового подхода к таким измерениям, отличным от традиционных, используемых, например, в ядерной физике.

Измерения нейтронного излучения с помощью детекторов дискретного счёта, принцип работы которых основан на регистрации каждого акта взаимодействия нейтрона с ядрами детектора непосредственно во время вспышки нейтронного излучения (свободные счётчики, борные счётчики, He^3 -камеры и т.п.), возможны только на установках типа токамак.

Использование детекторов дискретного счёта на импульсных установках и в экспериментах с инерциальным удержанием чрезвычайно затруднительно. Измерение нейтронного выхода на таких установках возможно с помощью детекторов, обладающих "памятью", которые позволяют разделить во времени процесс облучения и измерения. Типичными детекторами такого типа являются активационные детекторы, детекторы на основе регистрации γ -излучения

радиационного захвата нейтронов, ядерные фотоэмульсии.

Измерение временных характеристик нейтронного излучения может осуществляться с помощью сцинтилляционных детекторов. Однако требования к временному разрешению таких приборов существенно зависят от условий эксперимента. Если на установках типа токамак возможно наблюдение нейтронного излучения во времени с помощью обычных детекторов на основе органических сцинтилляторов, то для временных измерений на импульсных установках требуются детекторы с наносекундным временным разрешением.

Наиболее сложной задачей является измерение энергетических характеристик нейтронной эмиссии. На установках типа токамак для этих целей с успехом могут применяться He^3 -спектрометры и ядерные эмульсии. В экспериментах по инерциальному удержанию наиболее перспективным является времяпролётный метод, реализация которого не требует использования больших пролётных баз в отличие от измерений на импульсных термоядерных установках. Так, при длительности нейтронного излучения 10^{-9} с и энергии нейтронов 2,5 МэВ для получения разрешения ~ 100 кэВ требуется база 3 метра при выходе нейтронов не менее 10^9 . Для спектрометрических измерений на импульсных установках могут применяться ядерные эмульсии.

В НИИЭФА им. Д. В. Ефремова разработан и создан комплекс аппаратуры для диагностики нейтронного излучения на различных типах термоядерных установок.

На рис. I показан высокочувствительный активационный детектор нейтронов. Детектор представляет собой сферу, заполненную жидким сцинтиллятором, в котором растворено элементоорганическое соединение радиоактивного индикатора (Tn^{115} , Ag^{109} , Rh^{103}). Матричное моделирование [3] процессов замедления и захвата нейтронов в объёме сцинтиллятора показало, что при изотропном распределении ядер радиоактивного индикатора в объёме сцинтиллятора-замедлителя эффективность детектора может быть в несколько раз выше, чем при использовании фольг, помещённых в блок замедлителя. Объём просматривается несколькими фотоумножителями, импульсы с которых поступают на специальные схемы, позволяющие выделять сигналы, соответствующие распадам ядер радиоактивного индикатора.

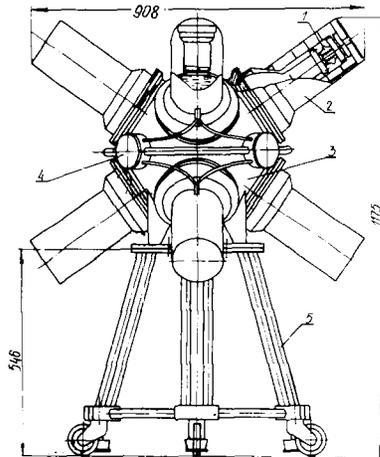


Рис. 1. Сферический активационный детектор нейтронов с жидким сцинтиллятором:
 1 - узел крепления ФУУ; 2 - светозащитный кожух;
 3 - рабочий объем детектора; 4 - блоки электронных схем; 5 - подставка

Сложность настройки электронных схем и трудоёмкий процесс синтеза сцинтилляторной смеси, содержащей радиоактивный индикатор, не позволяет широко внедрить этот перспективный прибор на различных установках.

В связи с этим была разработана [4] альтернативная конструкция (рис. 2).

Фольга радиоактивного индикатора помещена между двумя пластинами сцинтиллятора, которые расположены в области максимального значения активационного интеграла. Импульсы с умножителей суммируются и поступают на схему антисовпадений, что позволяет существенно снизить уровень фона. Чувствительность детектора составляет $5 \cdot 10^4$ нейтронов за импульс.

Кроме того, создан и исследован детектор, принцип работы которого основан на регистрации γ -излучения радиационного захвата нейтронов. В качестве замедлителя использована вода, в которой растворено соединение кадмия. Эффективность такого детектора близка к $5 \cdot 10^{-2}$. Прибор может применяться лишь на тех установках, на которых длительность нейтронного импульса меньше или сравнима со временем термализации нейтронов (~ 100 мкс).

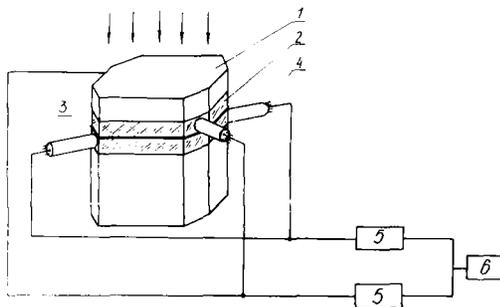


Рис.2. Активационный детектор нейтронов с пластмассовым сцинтиллятором:
 1 - замедлитель; 2 - сцинтиллятор; 3 - фольга радиоактивного индикатора; 4 - ФЭУ;
 5 - усилители-дискриминаторы; 6 - схема антисовпадений

Измерение временных характеристик излучения осуществляется сцинтилляционными детекторами нескольких модификаций (время разрешения 10^{-8} с).

Одновременные времяразрешённые и интегральные измерения нейтронных потоков проводятся с помощью активационно-сцинтилляционных детекторов, эффективность которых составляет $1,5 \cdot 10^{-2}$, а временное разрешение - $2,5 \cdot 10^{-8}$ с.

Все приборы калибровались радиоизотопными источниками и $d-d$ нейтронами на нейтронном генераторе. Испытания детекторов в экспериментах на действующих установках показали их высокую надёжность и помехоустойчивость, а исследования характеристик - высокую эффективность оригинальных образцов комплекса.

Список литературы

1. Берлизов А.Б. и др. Атомная энергия. 1977, т.43, №2, с.90.
2. Ware K.D. et al. - Bull. Am. Phys. Soc., v.18, 1973, p.1364.
3. Бурцев В.А. и др. Нейтронная физика (материалы IV Всесоюз. конф. по нейтронной физике. Киев, 18-22 апреля 1977г.) М., 1977, с.317.
4. Бурцев В.А. и др. Препринт К-0465, Л., НИИЭФА, 1980.

О ПОВЫШЕНИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ σ_t
С ВЫСОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ
НА УСКОРИТЕЛЯХ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

Морозов В.М., Зубов Ю.Г.,
Лебедева Н.С., Сидоров Н.И.

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Предлагается способ повышения эффективности накопления информации о σ_t в измерениях с энергетическим разрешением $\Delta E/E \leq 5 \cdot 10^{-4}$ на ускорителях непрерывного действия. Используется зависимость энергии нейтронов от угла вылета из мишени для одновременного измерения прозрачности одного и того же образца несколькими детекторами.

A method is given to increase the efficiency of getting the information about σ_t received by the measurements with energy resolution $\Delta E/E \leq 5 \cdot 10^{-4}$ on accelerators with permanent operation. The dependence of neutron energy upon the angle of emission from the target is used for simultaneous measurements of transparency of a single sample by a few detectors.

В измерениях ядерных сечений на ускорителях непрерывного действия переход к лучшим энергетическим разрешениям (меньшим ΔE) при сохранении прочих равных условий - тока ускорителя, набираемой в точке статистической точности и т.п. - увеличивает время измерений, а следовательно, и стоимость информации о сечениях пропорционально $(\Delta E)^{-2}$, а не $(\Delta E)^{-1}$. * Действительно, однажды фактор $(\Delta E)^{-1}$ учитывает уменьшение интенсивности пучка при переходе к лучшему разрешению (меньшей толщине мишени), а второй раз тот же фактор учитывает возрастание числа точек измерения, необходимое для детального описания сечения в исследуемом энергетическом интервале. С переходом к энергетическим разрешениям $\Delta E/E \leq 5 \cdot 10^{-4}$ возрастание стоимости информации, очевидно, становится весьма существенным.

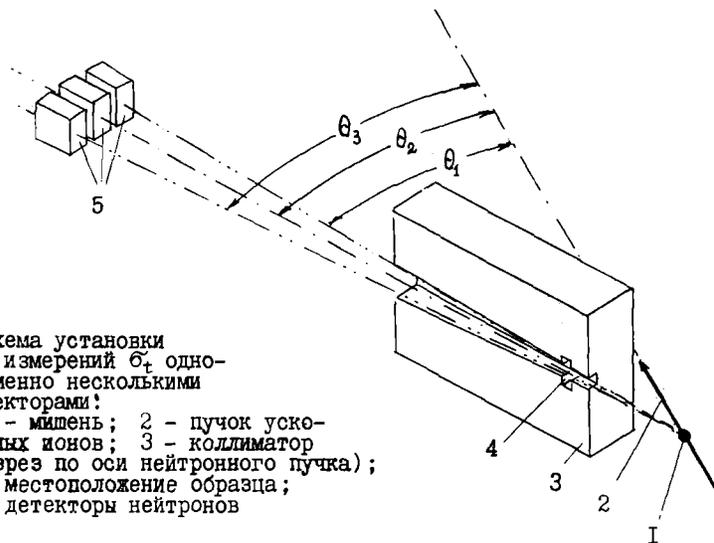
В то же время на импульсных ускорителях, позволяющих осуществлять измерения с помощью методики времени пролета на белых пучках нейтронов, стоимость информации о сечениях при прочих равных условиях возрастает пропорционально первой сте-

* Хотя и приближенное, но достаточно адекватное описание ситуации.

пени фактора $(\Delta E)^{-1}$ - только из-за уменьшения интенсивности пучка при переходе к лучшему разрешению, так как одновременное измерение "всех" точек в исследуемом интервале энергий снимает действие второго фактора.

Однако эффективность накопления информации о $\tilde{\sigma}_t$ может быть повышена (соответственно время измерений и стоимость информации понижены) и в измерениях на ускорителях непрерывного типа, если воспользоваться угловой зависимостью энергии нейтронов, вылетающих из мишени. Угловая зависимость энергии нейтронов, например, в реакции $^{12}\text{C}(d,n)$ при $\theta_{\text{лаб.}} = 30^\circ$ и энергии дейтронов от 1,9 до 2,4 Мэв и соответственно энергии нейтронов от $\sim 1,5$ до $\sim 2,0$ Мэв (условия измерений работы /1/) такова, что $dE/d\theta$ составляет 4-5 кэв/град. (в относительных единицах $(dE/d\theta) \cdot (1/E) \approx (2,0-2,5) \cdot 10^{-3}$). Поэтому для проведения измерений с разрешением около 1 кэв детектор по необходимости должен захватывать малые угловые размеры $\Delta\theta$ в плоскости реакции. Одновременное использование нескольких детекторов нейтронов, расположенных под различными углами реакции θ_i , т.е. производящих измерения прозрачности образца при различных энергиях пучка одновременно (см. рис.), позволяет повысить

Схема установки для измерений $\tilde{\sigma}_t$ одновременно несколькими детекторами:
 1 - мишень; 2 - пучок ускоренных ионов; 3 - коллиматор (разрез по оси нейтронного пучка);
 4 - местоположение образца;
 5 - детекторы нейтронов



скорость набора статистики пропорционально числу используемых детекторов. Незначительная разница в углах θ_i , соответствующих разным детекторам, позволяет использовать один коллиматор нейтронного луча и один образец.*

Такой простейший прием делает измерения σ_{\pm} на ускорителях непрерывного действия (или прямым методом) конкурентоспособными с измерениями σ_{\pm} методикой времени пролета на бe-лых пучках нейтронов.

Оценка абсолютной стоимости информации, получаемой с помощью той или иной методики, представляется трудной задачей: каждая методика обладает специфическими достоинствами и недостатками, у каждой существуют и некоторые резервы. Поэтому мы сравним данные работы /1/, проводившейся прямым методом на ОУ-2,5 непрерывного действия с газовой мишенью, и работы /2/, проводившейся на линейном ускорителе с урановым размножителем (ЛНАС, США).

Энергетическое разрешение в интервале энергий нейтронов 1,5-2,0 Мэв в обеих работах приблизительно одинаково и составляет около 1 кэв (при меньшей энергии в этом интервале лучше разрешение в работе /2/, а при большей - в /1/). Максимальный темп счета согласно данным работы /2/ составлял 300 отсч./сек** (регистрировались нейтроны с энергиями в интервале от 0,5 до 9,0 Мэв, энергетическое разрешение 0,035 нсек/м). В работе /1/ при энергетическом разрешении 1,1 кэв и энергии пучка нейтронов 1,74 Мэв максимальный темп счета составлял около 80 отсч./сек.

Очевидно, что одновременное использование четырех детекторов в условиях работы /1/ позволяет достичь того же темпа регистрируемых отсчетов, что и в работе /2/. По-видимому, в таком случае возможности обеих методик по накоплению информации о сечениях можно считать приблизительно равными. Однако в измерениях σ_{\pm} на ускорителях непрерывного действия с высоким энергетическим разрешением может быть использовано одновременно значительно большее число детекторов.

* Эффекты, связанные с перерассеянием нейтронов из одного детектора в другой, могут быть учтены в виде поправок, либо могут быть уменьшены путем пространственного разнесения детекторов, использования дополнительных коллиматоров.

** В работе /2/ указан максимальный темп счета на импульсе тока ускорителя и число импульсов тока в секунду.

Список литературы

1. Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С., Сидоров Н.И.,
"Измерения σ_t на ^{208}Pb с разрешением ~ 1 кэв в области
энергий нейтронов 1,5-2,0 Мэв" (Материалы 5-й Всесоюзной
конференции по нейтронной физике, Киев, 1980).
2. Carlson A., Serbone R., Nucl.Sci. and Eng. , 1970, 42,
p. 28.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВЗВЕШИВАНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО
ИЗМЕРЕНИЮ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

В.Н. Кононов, Е.Д. Полетаев, М.В. Боховко,
Л.Е. Казаков, В.М. Тимохов
(ФЭИ)

Метод весовой функции был использован для измерения сечений захвата нейтронов с помощью большого жидкостного сцинтилляционного детектора. Для проверки метода были проведены измерения сечений захвата нейтронов в области насыщенных резонансов на спектрометре быстрых и резонансных нейтронов на базе импульсного ускорителя ЭГ-1 ФЭИ.

The pulse height weighting technique for neutron capture cross-section measurement by liquid scintillator tank was used. The reliability of method was experimentally investigated by means of the black resonance on the fast and resonance neutron time-of-flight facility on pulsed electrostatic generator EG-1 FFI.

Основным требованием к детекторам для измерения сечений радиационного захвата нейтронов по мгновенным γ -лучам захвата является нечувствительность детектора к спектру и множественности (числу γ -квантов в каскаде) γ -квантов, испускаемых при захвате нейтрона. Для решения этой проблемы в настоящее время используют два подхода. Первый заключается в использовании детекторов полного поглощения, в которых регистрируются все или почти все события захвата, не зависимо от спектрального распределения испускаемых при захвате нейтронов γ -квантов. К таким детекторам относятся большие жидкостные сцинтилляционные детекторы (БЖСД), широко применявшиеся в ряде работ [1]. Второй подход состоит в применении детекторов, эффективность регистрации которых может быть однозначно связана с полной энергией каскада испускаемых γ -квантов. К таким детекторам относятся детекторы Моксона-Роя и детекторы полной энергии (ДПЭ).

Обобщенный подход к проблеме определения полной энергии γ -лучей был предложен Майером-Лейбнитцем [2], который показал, что для широкого класса детекторов можно определить полную энергию испускаемых источником γ -лучей Q по амплитудному спектру детектора $A(\nu)$, если известна весовая функция $G(\nu)$:

$$Q = \int_0^{\infty} A(\nu) G(\nu) d\nu, \quad (1)$$

Весовая функция для данного детектора может быть получена из решения интегрального уравнения:

$$\int G(\nu) W(E_\gamma, \nu) d\nu = E_\gamma / \varepsilon(E_\gamma), \quad (2)$$

в котором $W(E_\gamma, \nu)$ - функция отклика детектора на одиночные γ -кванты с энергией E_γ ; $\varepsilon(E_\gamma)$ - версность регистрации γ -квантов в детекторе.

Соотношение (1) может быть использовано для определения полной энергии γ -лучей, испускаемых источником γ -лучей как для одиночных γ -квантов, так и для сложных каскадных переходов. В последнем случае, однако, должно выполняться условие регистрации только одного γ -кванта из каскада.

С целью изучения возможностей метода весовой функции нами был исследован вариант ДПЭ, представлявший жидкостной сцинтилляционный счётчик с объёмом 1,5 л. Определение весовой функции детектора проводилось по соотношению (2) с использованием набора экспериментально измеренных функций отклика $W(E_\gamma, \nu)$. Для этой цели использовались источники γ -лучей с полной энергией в диапазоне 0,66 - 4,12 МэВ, активность которых была определена с точностью 1,5 - 2%, а также камера деления с ^{252}Cf . Полученная экспериментальная весовая функция для нашего детектора оказалась близкой к весовой функции, получаемой расчётным путём [3]. Оказалось также, что весовая функция ДПЭ с небольшими размерами слабо чувствительна к виду функции отклика детектора и практически совпадает с весовой функцией детектора, имеющего отклик в виде δ -функции, т.е.

$$G(\nu) = E_\gamma / \varepsilon(E_\gamma).$$

Однако при сравнении в реальных условиях эксперимента характеристики ДПЭ и БЖСД выявились серьёзные недостатки ДПЭ: неудовлетворительный характер амплитудных спектров и заметно меньшая эффективность регистрации событий захвата, чем у БЖСД. Это привело нас к постановке вопроса о применении метода весовой функции для определения полной энергии γ -лучей в случае детекторов типа БЖСД. Поскольку для такого детектора будет велика вероятность одновременной регистрации нескольких квантов одного каскада, весовая функция $G(\nu)$ уже не может быть однозначно определена и становится зависящей от множественности. Вопрос о том, насколько существенна эта зависимость, был исследован нами в модельных расчётах, которые проводились

применительно к БКСД с объёмом 17 л. Были проведены расчёты функции отклика на многокаскадные события с различной множественностью и величиной подной энергии для гипотетического детектора, имеющего такую же зависимость эффективности от энергии γ -лучей и функцию отклика на одиночный γ -квант трёх типов: δ -функцию, треугольник и прямоугольник. Затем с полученными "аппаратурными" спектрами были проведены исследования с целью получения универсальной весовой функции, которая бы наиболее хорошо восстанавливала полную энергию для различных вариантов каскадов γ -лучей. В результате оказалось, что зависимость весовой функции от множественности можно сильно ослабить, включив в весовую функцию в качестве параметра суммарную энергию каскада $V \approx B_n$, т.е. величину, которая является заведомо хорошо известной. Оптимальная весовая функция имеет вид:

$$G(v) = C_1 B_n^{-0.12} v^{1.75} \quad \text{для сцинтиллятора ЖС-52;} \quad (3)$$

$$G(v) = C_2 B_n^{-0.22} v^{1.75} \quad \text{для сцинтиллятора ЖС-1+60\%метилбората,} \quad (4)$$

где C_1, C_2 - константы, зависящие от функции отклика. Точность, с которой может быть восстановлена полная энергия с помощью такой весовой функции для диапазона суммарных энергий каскада от 4 до 10 МэВ и множественности от 1 до 4, показана на рис.1.

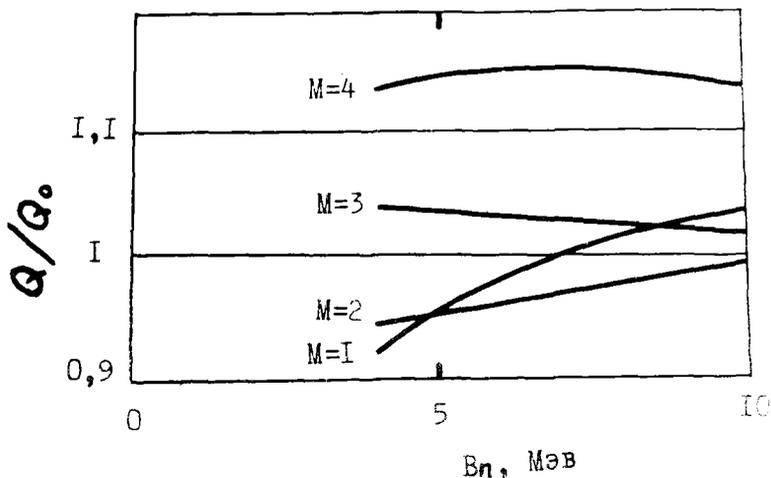


Рис.1. Результаты модельных расчётов

Заметим, что, не прибегая к методу весовой функции при определении числа событий путём простого счёта, мы бы допустили погрешность $\sim 200\%$, а для введения требуемой поправки необходимо априори звать вид спектра γ -лучей.

Полученная в модельных расчётах весовая функция для БЖСД с объёмом 17 л была затем исследована на реальных спектрах γ -лучей захвата нейтронов в различных ядрах. С помощью методики насыщенного резонанса для определения абсолютного числа событий захвата нейтронов был также уточнён вид весовой функции для реальных спектров и сделана оценка точности восстановления полной энергии γ -лучей. Эксперимент проводился на спектрометре быстрых и резонансных нейтронов ФЭИ на базе ЭГ-I. Типичные амплитудные спектры событий захвата и результаты их взвешивания по весовой функции (4) для сцинтиллятора ДС-I на основе C_7H_8 с 60%-ной добавкой метилбората для ядер Ta и Au представлены на рис.2.

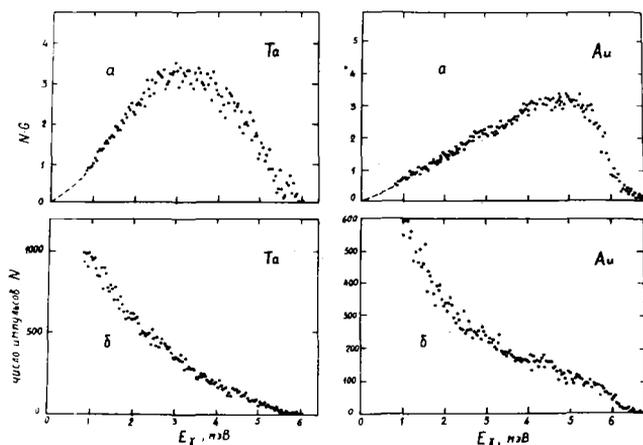


Рис.2. Амплитудные аппаратурные (б) и взвешенные амплитудные (а) спектры

Результаты измерений для семи насыщенных резонансов сведены в табл. , из которой видно, что определение числа событий захвата нейтронов с помощью БЖСД и применения метода весовой функции было получено с точностью 2 - 5%. Следует заметить, что величина погрешности в этих измерениях обусловлена в основном статистической точностью. Нормировочные константы

C_1 и C_2 для амплитудных спектров БЖСД соответственно равны:
 $C_1 = 1,667$, $C_2 = 3,043$;

Ядро	E_0 , эВ	P_0	B_n , МэВ	B_n^{**}/B_n	B_n^*/B_n
$^{181}\text{Tl}_a$	4,28	0,979	6,063	1,048	1,065
^{197}Au	4,906	0,961	6,513	1,047	1,022
^{109}Ag	5,19	0,98	6,806	1,056	0,951
^{121}Sb	6,24	0,99	6,807	0,952	1,0
^{133}Cs	5,9	0,98	6,891	1,003	1,001
^{179}Hf	5,68	0,971	7,387	0,956	0,991
^{147}Sm	3,42	0,983	8,14	0,94	0,968

E_0 - энергия насыщенного резонанса; P_0 - вероятность захвата нейтронов в насыщенном резонансе; B_n - энергия связи нейтрона; B_n^* , B_n^{**} - восстановленная с помощью весовой функции из амплитудных спектров энергия связи нейтрона соответственно для сцинтилляторов ЖС-52 на основе гексафторбензола и ЖС-1 с 60%-ной добавкой метилбората.

Таким образом, определение полной энергии γ -лучей с помощью весовой функции применительно к БЖСД с объемом 17 л оказалось весьма эффективным способом решения главной проблемы измерений сечений захвата нейтронов по мгновенным γ -лучам - исключения чувствительности эксперимента к спектру и множественности γ -лучей захвата.

Список литературы

1. Кононов В.Н., Юрлов Б.Д., и др.-Ядерная физика, 1976, т.26, в.5, с.947.
2. Maier-Leibnitz H. e. a. Phys. and Chem. of Fission.v.2. Vienna, IAEA, 1965, p.143.
3. Macklin R. L. Allen B.J.-Nucl. Instr. and Meth., 1971, v.91, p.565.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ $\bar{\nu}$ (^{252}Cf)
МЕТОДОМ МАРГАНЦЕВОЙ ВАННЫ

Б.М.Александров, Е.В.Королев, Я.М.Крамаровский,
Г.Е.Ложкомоев, В.Г.Маткханов, К.А.Петржак,
А.Г.Прусаков, А.В.Сорокина, Э.А.Шлямин

(Радиевый ин-т им.В.Г.Хлопина)

Методом марганцевой ванны и счета осколков в малом телесном угле измерена величина $\bar{\nu}$ (^{252}Cf). Поправки на утечку нейтронов из объема ванны и на поглощение нейтронов в материале источника и держателя определены экспериментально. Поправка на захват быстрых нейтронов серой и кислородом рассчитывалась методом Монте-Карло. Получено значение $\bar{\nu}$ (^{252}Cf) = $3,758 \pm 0,015$.

By the manganese bath method and defined solid angle counting the fission rate $\bar{\nu}$ (Cf-252) was measured. The corrections for neutrons losses due to leakage and absorption in the source itself and its surroundings were measured experimentally. The corrections for absorption fast neutrons on S and O was calculated by Monte-Carlo method. The obtained value of $\bar{\nu}$ (Cf-252) is $3,758 \pm 0,015$.

На протяжении почти 20 лет проводятся измерения среднего числа нейтронов на акт деления калифорния-252. Используются в основном два метода: метод большого жидкого сцинтиллятора, где за время "ворота", открываемых осколочным импульсом, измеряется среднее число мгновенных нейтронов, и метод марганцевой ванны. В последнем случае осуществляются раздельные измерения нейтронного выхода калифорниевого источника с помощью марганцевой ванны и скорости делений при использовании различной техники счета осколков деления.

Причиной неослабевающего интереса к проблеме установления наиболее достоверного значения $\bar{\nu}$ (^{252}Cf) является то обстоятельство, что при требуемой конструкторами реакторов погрешности измерения $\bar{\nu}$ (^{252}Cf), равной 0,25%, существует 3%-ный разброс резуль-

татов отдельных экспериментов, выполненных с 0,5% погрешностью. Практически все оригинальные значения \bar{N} (^{252}Cf) в процессе многочисленных ревизий претерпели изменения.

Таблица I /I.7

Значения \bar{N} (^{252}Cf)

	1972 год	1979 год	Среднее в группе
<u>Метод жидкого сцинтиллятора</u>			
Спенсер		3,792±0,011	3,780±0,009
Болдеман	3,744±0,014	3,755±0,016	
Асплунд-Нильсен	3,778±0,060	3,792±0,040	
Гопкинс, Дивен	3,770±0,031	3,777±0,030	
<u>Метод марганцевой ванны</u>			
Акстон	3,725±0,019	3,743±0,019	3,750±0,011
Де-Вольпи	3,729±0,030	3,747±0,019	
Бозергманеш		3,744±0,023	
Вайт, Акстон	3,797±0,040	3,815±0,040	
Александров		3,747±0,036	
<u>Метод борного котла</u>			
Колвин	3,713±0,015	3,739±0,021	
Средневзвешенное значение		3,766±0,007	

Из табл. I видно хорошее согласие значения, полученных методом марганцевой ванны, за исключением величины из работы Вайта и Акстона. Следует отметить, что техника абсолютных измерений осколков в этих работах была различной. У Акстона - это метод совпадений осколок-осколок, у Де-Вольпи - счет совпадений нейтрон - осколок, в то время как Бозергманеш и Александров использовали камеру малого телесного угла.

Анализ представленных в табл. I данных привел Смита к заключению о существовании систематической ошибки метода марганцевой ванны. В качестве возможной причины этого 0,5%-ного снижения результатов марганцевого метода по отношению к средневзвешенному значению \bar{N} (^{252}Cf) Смит рассматривает тепловое сечение поглощения нейтронов серой и предлагает повторить измерения 30-летней давности с погрешностью не хуже 1%. Эти измерения несомненно будут содействовать ликвидации существующего разногласия в \bar{N} (^{252}Cf), поскольку изменения в величине сечения серы не повлияют на зна-

чение η - величин, которые в свою очередь приводят к завышенным значениям $\bar{\lambda}$ (^{252}Cf), близким к полученным методом жидкого сцинтиллятора.

Для измерения $\bar{\lambda}$ (^{252}Cf) в Радиовом институте им. В. Г. Хлопина использовался метод раздельного определения потока нейтронов и скорости делений калифорниевых источников. Нейтронные потоки измерялись проточной марганцевой ванной, которая в 1977 году получила метрологическую аттестацию в качестве рабочего эталона единицы плотности потока в соответствии с общесоюзной поверочной схемой по ГОСТ 8.031.74.

Для регистрации осколков деления, как и раньше [2], применялась камера малого телесного угла, снабженная поверхностно-барьерным детектором. Калифорниевые источники готовились методом вакуумного испарения на платиновые подложки ($t = 0,5 \text{ мм}$).

Скорость делений калифорниевых источников определялась в различных телесных углах при варьировании диафрагм детектора и расстояний от детектора до источника. Правильность расчета телесных углов контролировалось с помощью эталонного источника из ^{241}Am , абсолютная активность которого была измерена методом α - γ -совпадений с погрешностью 0,1%.

Для уменьшения вклада в ошибку конечного результата процесса самораспыления калифорния источники после изготовления выдерживались перед измерениями в камере в течение нескольких месяцев.

Результаты измерений скорости делений приводились к одному моменту времени по периоду $T = 2,638 \text{ г}$.

Составляющие погрешности определения скорости делений даны в табл. 2.

Таблица 2
Погрешность измерения скорости делений

Источники погрешности	Случайная - S_x , %	Систематическая - θ_i , %
1. Статистика счета	$\pm 0,05\%$	
2. Линейная экстраполяция "хвоста" энергетического распределения осколков		$\pm 0,2\%$
3. Самораспыление калифорния		$\pm 0,2\%$
4. Определение телесного угла		$\pm 0,2\%$

Измерение выходов нейтронных источников осуществлялось в проточной марганцевой ванне. В измерительной петле прокачки за 20 см свинцовой защитой на расстоянии 3 м от ванны располагались два проточных γ - γ -счетчика.

В одном из них детектирование γ -квантов ^{56}Mn производилось ФЭУ-82 с кристаллами $\text{NaJ}(\text{Te})$ 70x70, в другом - ФЭУ 49Б с кристаллами $\text{NaJ}(\text{Te})$ размером 150x150. Помещение марганцевой ванны термостатировалось, тем самым повышалась стабильность работы ФЭУ, электронной аппаратуры и обеспечивалась устойчивость гидродинамического режима системы прокачки.

Расчет потока нейтронов от источника производился с использованием следующих параметров:

$\sigma_s = 0,528 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ - сечение захвата тепловых нейтронов серой;

$\sigma_{mn} = 13,35 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ - сечение захвата тепловых нейтронов марганцем;

$\lambda = 2,5774 \text{ ч}^{-1}$ - постоянная распада ^{56}Mn ;

$\sigma_n / \sigma_{mn} = 0,02486$ [1] - отношение сечений захвата тепловых нейтронов водородом и марганцем;

$I + \alpha = 1,0132$ [3] - поправка на резонансное поглощение нейтронов марганцем;

$I + m = 1,00756$ - поправка на самопоглощение нейтронов в оболочке источника.

Эта поправка определялась экспериментально путем измерения потока тепловых нейтронов с помощью золотых фольг в полной сфере $R = 5 \text{ см}$, в центре которой располагался источник;

$I + \ell = 1,00243$ - поправка на утечку нейтронов из объема ванны.

Поправка на утечку определялась экспериментально для калифорнийевого источника и рабочей концентрации раствора ванны [4];

$I + \alpha = 1,00414$ - поправка на захват ядрами кислорода и серы быстрых нейтронов.

Эта поправка рассчитывалась методом Монте-Карло, использовались ядерные данные в 75-групповом представлении в диапазоне от тепловых энергии до 15 Мэв. Групповые сечения были получены путем усреднения данных из библиотеки **ENDL**. При энергии до 2,5 Мэв усреднение производилось по спектру Ферми, от 2,5 мэв до 15 Мэв - по спектру Уатта. При моделировании траектории нейтрона рассматривались две реакции: упругое и неупругое рассеяния, а прочие учитывались введением статистических весов. Рабочая концентрация раствора сульфата марганца была равна $C = 25,900\%$.

Погрешности определения потока нейтронов калифорниевых источников приведены в табл.3

Таблица 3
Погрешности определения потока нейтронов

Источник погрешности	Случайная - $S_x, \%$	Систематическая - $\Theta_i, \%$
1. Измерение насыщенной активности ^{56}Mn	$\pm 0,1$	
2. Определение коэффициента F		$\pm 0,2$
3. Эффективность проточного χ - счетчика		$\pm 0,11$
4. Утечка нейтронов		$\pm 0,01$
5. Захват быстрых нейтронов серой и кислородом		$\pm 0,08$
6. Поглощение нейтронов в источнике		$\pm 0,1$
7. Неопределенность резонансного интеграла поглощения марганца		$\pm 0,1$
8. Химическая чистота ванны		$\pm 0,1$
9. Период полураспада ^{252}Cf		$\pm 0,15$

Суммарная погрешность определения $\bar{N} (^{252}\text{Cf})$ вычислялась по формуле

$$S_{\Sigma} = \sqrt{S_x^2 + \left(\frac{1}{3} \sum \Theta_i\right)^2}$$

т.е. систематические погрешности суммировались арифметически, а среднее квадратическое отклонение композиции систематических погрешностей принималось равным $1/3 \sum \Theta_i$; S_x представляет среднеквадратическое отклонение среднего значения измеряемой величины.

Среднее значение полного числа нейтронов на акт деления калифорния-252 было получено равным $3,758 \pm 0,015$.

Список литературы

1. Smith J.R.-EPRI. NP-1252 Research Project 704-4.
2. Александров Б.М. и др.-Нейтронная физика, 1976, ч.5, с.166.
3. Axton E.J., Ryves T.B.-J.Nucl.Energy, 1967, v.21, p.543.
4. Сорокина А.Б., Шлямин Э.А. и др. - Атомная энергия, 1978, т.45, вып.6, с.459.

РАСЧЕТ ВЫХОДА ФОТОНЕЙТРОНОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТОЛСТЫХ
МИШЕНЕЙ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 10-150 МЭВ

В.П.Ковалёв, В.И.Исаев

(ФЭИ)

В модели непрерывного замедления электронов, предполагая, что всё тормозное излучение направлено вперед, а сечение обратно пропорционально энергии фотона, получили выражение для выхода фотонейтронов в виде однократного интеграла. В области энергий электронов 10-40 Мэв для выхода фотонейтронов получена формула, включающая параметры гигантского резонанса.

The photon neutron yield is expressed as one-dimensional integral in frame of continuous electron moderation model using suggestions that bremsstrahlung is emitted in forward direction and bremsstrahlung cross-section is inversely to photon energy. The photon neutron yield formula involving parameters of giant resonance for the electron energy range 10-40 Mev has been obtained.

Выражение для выхода фотонейтронов из мишени, облучаемой электронами, представляет собой интеграл вида

$$B(E_0, Z, T) = \frac{N_0}{A} \int_{K_{пор}}^{E_0} \ell(E_0, Z, T, K) \cdot \sigma_{\gamma n}(Z, K) \cdot dK, \quad (I)$$

где $B(E_0, Z, T)$ - выход нейтронов на один электрон; T - толщина мишени, г/см²; N_0 - число Авогадро; A, Z - массовое число и атомный номер мишени; E_0, K - энергия падающего электрона и излучаемого фотона; $K_{пор}$ - порог реакции;

$\sigma_{\gamma n} = \sigma_{\gamma, 1n} + 2\sigma_{\gamma, 2n} + 3\sigma_{\gamma, 3n} + \sigma_{\gamma, pn} + \bar{\nu}(K) \cdot \sigma_{\gamma, f} + \dots$ - суммарное сечение рождения нейтрона фотоном с энергией K в результате реакций $(\gamma, 1n), (\gamma, 2n), (\gamma, 3n), (\gamma, pn), (\gamma, f)$ и т.д.; $\bar{\nu}(K)$ - среднее число нейтронов на фотоделение; $\ell(E_0, Z, T, K)$ г.см⁻², Мэв⁻¹ - дифференциальный спектр фотонов, проинтегрированный по глубине мишени, так называемая длина треков фотонов, выражается через двойной интеграл. Выражение (I) является, таким образом, тройным интегралом. Основную трудность при расчете выхода фотонейтронов представляет нахождение длины треков. Расчет длины треков на основе ливневой теории [1] не точен, а расчет по методу Монте-Карло трудоё-

мок [2,3].

Если предположить, что электрон теряет энергию непрерывно и все тормозное излучение направлено вперед, выражение для выхода фотонейтронов можно получить в виде двукратного интеграла. Дальнейшие упрощения могут быть сделаны, если использовать аппроксимацию сечений тормозного излучения σ_{br} и рождения фотонейтронов σ_{pn} .

Данные работы [4] свидетельствуют, что спектр тормозного излучения из толстой мишени слабо зависит от вида $\sigma_{br}(k)$. Выбирая $\sigma_{br} = I/k$ и считая потери на излучение пропорциональными начальной энергии электрона E_0 , для длины треков можно получить формулу

$$L(E_0, Z, T, K) = \frac{c}{\mu \cdot k \cdot \xi} \left\{ \ln \frac{E_0}{\psi} - \frac{\xi}{\mu} \left[\left(\frac{E_0}{\psi} \right)^{\mu \xi} - 1 \right] e^{-\mu T} \right\}, \quad (2)$$

где μ — коэффициент поглощения фотонов для узкого пучка; величины c , ξ , ψ определяются из условий $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{раг}} \approx c \cdot E_0$;
 $\xi = \frac{d + \beta \cdot E_0}{E_0}$; d, β — постоянные полных потерь энергии электроном;

$$\psi = K_T, \text{ если } K_{\text{пор}} \leq K \leq K_T; K_T = E_0 \cdot e^{-\xi T};$$

$$\psi = K, \text{ если } K_T \leq K \leq E_0; E(t) = E_0 \cdot e^{-\xi t}.$$

Выражение для выхода фотонейтронов сводится, таким образом, к однократному интегралу.

На рис. 1 представлены результаты расчета длины треков для тантала и вольфрама по формуле (2) и методом Монте-Карло [2,3]. Наблюдается хорошее согласие результатов для толщин $> 0,5 R_0$ (R_0 — средний пробег электрона).

На рис. 2 представлены результаты расчета по формулам (1,2) выходов фотонейтронов из меди, свинца, урана и экспериментальные данные, взятые из работ [1,5]. Наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента. В расчете использовались σ_{pn} из работ [6,7], $\mu(k)$ из [8]; $\tilde{\nu}(k)$ в соответствии с [9] представлялось в виде

$$\tilde{\nu}(k) = 0,158k + 1,5 \quad \text{для } u \text{ 238,}$$

$$\tilde{\nu}(k) = 0,158(k - 6,5) + 2,43 \quad \text{для } u \text{ 235.}$$

Характер зависимости коэффициента преобразования электронейтрон от энергии согласуется с расчетами по методу Монте-Карло, Бергера и Зельцера [3] и отличается от расчетов Олмиллера и Морана [2]. Расчет выхода фотонейтронов по формулам (1,2) для танталовой мишени толщиной 48 г/см² при энергии

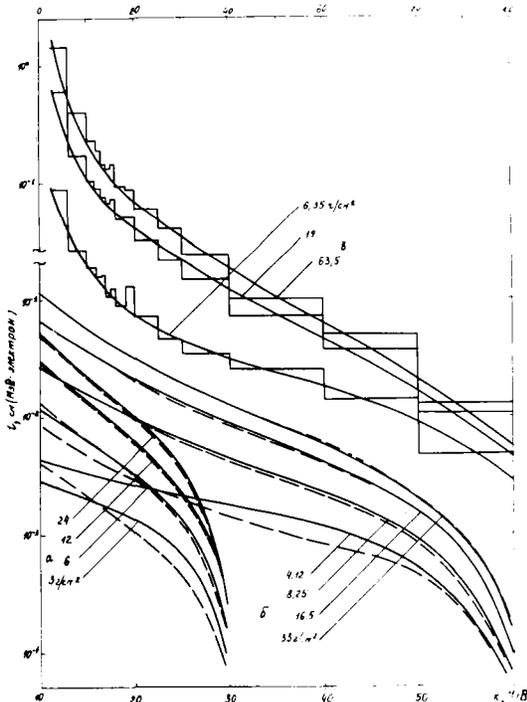


Рис. 1. Длина треклов тормозного излучения мишени из вольфрама при $E_0 = 30$ (а) и 60 (б) Мэв и мишени из тантала при $E_0 = 100$ (в) Мэв (для (в) абсцисса вверх) для различной толщины мишеней (цифры у кривых):

—, - - - - гистограмма - соответственно расчет по формулам (1,2); Бергера-Зельцера [3] и Оксфордера-Морана [2].

электронов 140 Мэв в пределах 3% совпал с экспериментом [II].

Используя приближенное равенство

$$\frac{\xi}{M} \left[\left(\frac{E_0}{\varphi} \right)^{1/\beta} - 1 \right] = \ln \frac{E_0}{\varphi}, \quad (3)$$

запишем $L(E_0, Z, T, K) = \frac{C}{M \cdot \xi \cdot K} \ln \frac{E_0}{\varphi} (1 - e^{-MT})$. (4)

Подставив (4) в (I), получим

$$B(E_0, Z, T) = \frac{C \cdot N_0}{M \cdot A \cdot \xi} \int_{K_{пор.}}^{E_0} \frac{1}{K} \ln \frac{E_0}{\varphi} (1 - e^{-MT}) \sigma_{гр}(Z, K) dK. (5)$$

Для энергии электронов, превышающей область гигантского резонанса, пренебрегая α в выражении для ξ и учитывая, что $c \approx \beta$, можно записать

$$B(E_0, Z, T) = \frac{N_0}{A} \frac{\sigma_{гр}^{инт.}}{M_{рез.} \cdot K_{рез.}} \ln \frac{E_0}{K_{рез.}} (1 - e^{-M_{рез.} T}), \quad (6)$$

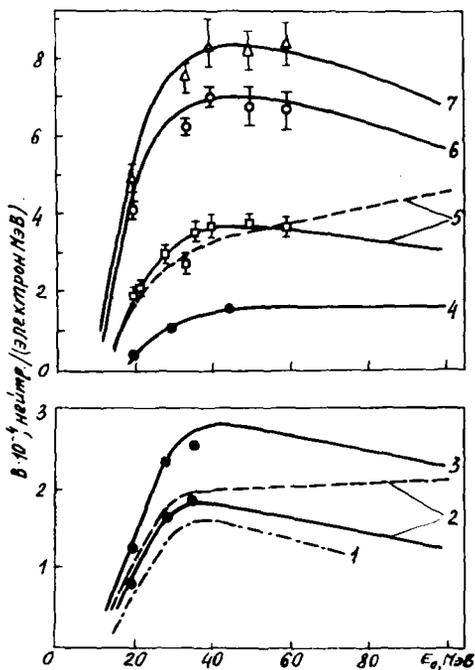


Рис. 2.
Зависимость выхода фотонейтронов от энергии электронов и толщины мишени:
1 - вольфрамовая мишень толщиной 16,3 г/см; 2, 3 - свинцовые мишени толщиной 17,30; 34,45 и 58,2 г/см; 4 - бесконечно тонкая мишень из меди; 5, 6, 7 - мишени из U^{235} и U^{238} толщиной 48,6 и 48,4 г/см;
● - эксперимент [1];
▲, □ - эксперимент [5];
--- - расчет по формуле (1), Бергера-Зельцера [3] и Олсмена-Морана [2] соответственно

где $\sigma_{\text{фн}}$ - интегральное сечение рождения фотонейтронов. Экспериментальные данные не противоречат логарифмической зависимости выхода фотонейтронов от энергии электронов.

В области гигантского резонанса (10-40 Мэв), используя $\sigma_{\text{фн}} \sim 1/\nu$ и аппроксимируя $\sigma_{\text{фн}}$ кривой Коши

$$\sigma_{\text{фн}}(E, K) \approx \frac{\sigma_0 \cdot \Gamma^2 \cdot K}{4E_r [(K - E_r)^2 + \Gamma^2/4]} \quad (7)$$

(Γ, E_r - ширина и положение максимума гигантского резонанса; σ_0 - сечение в максимуме), можно с помощью ряда упрощений

получить формулу для выхода фотонейтронов в виде комбинации элементарных функций, аргументами которых являются параметры гигантского резонанса $B(E, Z, T) = \frac{N_0 \cdot C \cdot \sigma_0 \cdot \Gamma}{2A \cdot M \cdot E_r} \left\{ \left[\Gamma - \frac{1}{M} (1 - e^{-MT}) \right] \right\}$;

$$\left(\arctg \frac{2K_T - 2E_r}{\Gamma} - \arctg \frac{2K_{\text{нор}} - 2E_r}{\Gamma} \right) + \frac{\Gamma}{2\xi} (1 - e^{-MT}) \left\{ \frac{2}{\Gamma} \ln \frac{2E_0}{E_0 + K_T} + 1 - \frac{2E_r}{E_0 + K_T} \right\}; \quad (8)$$

$$\left(\arctg \frac{2E_0 - 2E_r}{\Gamma} - \arctg \frac{2K_T - 2E_r}{\Gamma} \right) - \frac{1}{E_0 \cdot K_T} \ln \frac{(E_0 - E_r)^2 + \Gamma^2/4}{(K_T - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \left. \right\}.$$

При $K_T \leq K_{пор}$ в выражении (8) остается только второе слагаемое. Так как сечение фотонейтронной реакции практически для всех ядер представляет собой сумму парциальных сечений

$\sigma_{\gamma,1n} + 2\sigma_{\gamma,2n} + \dots$, выход фотонейтронов будет суммой выходов, рассчитанных по формуле (8) с параметрами гигантского резонанса для соответствующего парциального сечения.

На рис. 3 представлены результаты расчета выходов фотонейтронов из тантала и вольфрама по формуле (8) и методом Монте-Карло [10].

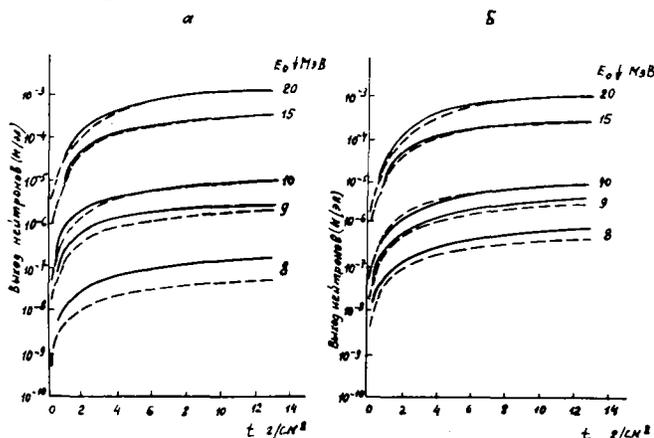


Рис. 3. Зависимость выхода фотонейтронов из тантала (а) и вольфрама (б) от толщины мишени: --- = расчет по методу Монте-Карло [10], ————— = по формуле (8)

При расчете по формуле (8) использовались значения параметров гигантского резонанса из работ [7,10].

Из рис. 3 видно, что для энергий электронов 10,15,20 Мэв в области толщин 0,5-12 г/см² результаты расчетов по формуле (8) и методом Монте-Карло практически совпадают. Для энергий 8 и 9 Мэв расчеты по формуле (8) дают завышенный результат, что отчасти объясняется неточной аппроксимацией сечения $\sigma_{\gamma n}$ формулой (7), дающей слишком медленный спад в области $K < E_R$. При энергиях электронов от 20 до 40 Мэв сравнение методов

расчета было проведено для мишеней толщиной 6 г/см^2 . Результаты совпали в пределах ошибок расчета.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что формулы (1), (2), (8) в области энергий электронов 10–150 Мэв дают результаты не хуже, чем метод Монте-Карло.

Список литературы

1. Berger M., George W. — Phys. Rev. , 1959, v.116, p.1551.
2. Alsmiller R.G., Koran H. — Nucl.Instr.Meth. , 1967, v.48, p.109.
3. Berger M., Seltzer S. — Phys. Rev. , 1970, v. C(2), p.621
4. В.Е.Кучко, Д.М.Ципенюк. — Атомная энергия ,1975, т.39, вып.6, с.66.
5. Р.И.Синклер, Д.Г.Дей. В кн.: Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра , т.2, вып.4, М., Атомиздат, 1972, с.981.
6. Miller Y. e.a. — Nucl.Phys. , 1962, v.32, p.236
7. Berman B., Fultz S. — Rev. Mod.Phys. , 1975, v.47, 3, p.713.
8. Hubbell Y. Photon Cross Sections Attenuation Coefficients . NSRDS-NBS-29, 1969.
9. Veysiére O. e.a. — Nucl.Phys. , 1973, v.A.199, p.45.
10. Seltzer S., Berger M. — Phys. Rev., 1973, v.C(17), p.858.
11. Burgart C.E., Starker E.A., Love T.A. e.a. — Nucl. Sci.Eng., v.42, p.421, 1970.

ТРИТИЕВАЯ МИШЕНЬ С ПОДПИТКОЙ

В.М.Гулько, В.И.Книжник, Ю.И.Тощий
(ИИИ АН УССР)

Предложен новый метод подпитки тритиевой мишени тритием, основанный на введении в конструкцию мишени подпитывающего слоя из тритийсодержащего полистирола. Установлены оптимальные соотношения между параметрами подпитывающего и реакционного слоев, обеспечивающие эффективную подпитку.

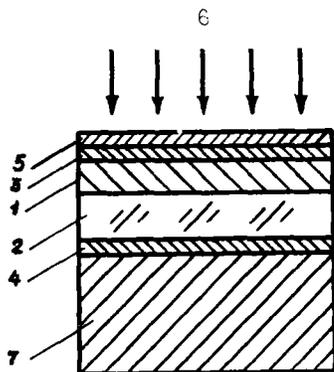
A new method of tritium target subsupply with tritium based on the introducing the subsupplying layer of the tritium labelled polystyrene into the target construction is proposed. Optimal relations between the parameters of the subsupplying and reactive layers providing the effective subsupply are established.

Обычно тритиевая мишень состоит из подложки, на которую нанесен слой металла (титан, цирконий, скандий, эрбий и т.п.), хорошо поглощающего тритий [1]. Существенный недостаток такой мишени - снижение концентрации трития в реакционном слое мишени вследствие выделения трития с поверхности благодаря нагреву мишени при бомбардировке дейтронами, выбивания ядер трития бомбардирующими дейтронами непосредственно с поверхности мишени, расхода трития в результате реакции $T(d,n)^4He$, разбавления тритийсодержащего слоя налетающими дейтронами и при их диффузии из подложки [2]. Известны способы подпитки мишеней [3,4], в которых убыль трития восполняется путем разложения его гидридных соединений при нагревании и последующей термодиффузии трития в реакционный слой.

В данной работе описан принцип действия тритиевой мишени, в качестве подпитывающего слоя которой использован тритийсодержащий полистирол [5]. Такого рода мишени перспективны, в частности, для конструкций малогабаритных отпаянных нейтронных трубок [6].

Облучение нейтронами, образующимися в реакционном слое I (см. рисунок) вследствие реакции $T(d,n)^4He$, подпитываю-

го слоя 2 из тритийсодержащего полистирола приводит к выделению газообразных продуктов радиолитиза, прежде всего трития, который диффундирует в слой I, тем самым подпитывая его. Диффузия трития из слоя 2 в сторону подложки 7 затруднена вследствие



Конструкция мишени:

- 1- реакционный слой из титана, насыщенного тритием;
- 2- подпитывающий слой из тритийсодержащего полистирола;
- 3,4- барьерные слои из окиси алюминия;
- 5- защитный экран из алюминия;
- 6- пучок дейтронов;
- 7- подложка из палладия

низкой проницаемости материала барьерного слоя 4 по отношению к изотопам водорода. Барьерный слой 3 препятствует диффузии трития из слоя I и выбиванию ядер трития бомбардирующими дейтронами 6 непосредственно с поверхности мишени. Защитный экран 5 препятствует распылению слоя 3 под действием пучка 6. Выбор материала подложки 7 обусловлен высоким коэффициентом диффузии для изотопов водорода, что способствует эффективному перемещению дейтронов из подложки.

Число атомов трития Q_n (c^{-1}), выделяющихся в подпитывающем слое из слоя I, составляет

$$Q_n = GKm_n N / 100, \quad (1)$$

где G - радиационно-химический выход трития в полимере (число молекул трития, образовавшихся в результате радиационно-химических реакций при поглощении полимером 100 эВ энергии излучения), эВ⁻¹; K - значение кермы на единичный флюенс нейтронов, эВ·г⁻¹·нейтр.⁻¹·см²; N - плотность потока нейтронов, нейтр. с⁻¹·см⁻²; m_n - масса слоя 2, г.

Если считать, что концентрация свободного (несвязанного) трития в слое I до начала подпитки равна нулю, то согласно стационарному уравнению диффузии [7]

$$n_{Ap} = N_{An} \frac{\Delta_{Tp} S_n}{\epsilon} = \frac{Q_n \epsilon_n \Delta_{Tn} S_n}{\Delta_{Tn} S_n \epsilon} = \frac{GKNm_n \Delta_{Tp} \epsilon_n}{100 \Delta_{Tn} \epsilon}, \quad (2)$$

где $N_{\text{дп}}$ - концентрация атомов трития, продиффундировавших из слоя 2 к границе слоя 1, см^{-3} ; $n_{\text{др}}$ - число атомов трития, продиффундировавших в слой 1 в 1 с, с^{-1} ; $D_{\text{тп}}$ и $D_{\text{тр}}$ - коэффициент диффузии трития в слоях 2 и 1, $\text{см}^2/\text{с}$; l_2 и l_1 - толщина слоя 2 и 1, см ; $S_{\text{п}}$ - площадь поверхности слоя 2, см^2 .

Число нейтронов, выпускаемых мишенью за 1 с, равно количеству атомов трития N_1 , расходуемых на образование нейтронов за 1 с. В случае, если $l \ll l_{\text{п}}$, можно считать, что половина нейтронов, образовавшихся в слое 1, пройдет через площадь слоя 2. При этом значения N и N_1 связаны между собой соотношением

$$N_1 = 2 N S_{\text{п}}. \quad (3)$$

Для обеспечения эффективной подпитки необходимо, чтобы поступление трития в реакционный слой мишени в единицу времени полностью компенсировало расход трития в этом слое. Если убыль трития в слое 2 происходит лишь за счет ядерной реакции, то уравнение сбалансированной подпитки имеет вид

$$n_{\text{др}} \geq N_1. \quad (4)$$

Подставляя (2) и (3) в (4) и учитывая, что $m_{\text{п}} = \rho_{\text{п}} \cdot S_{\text{п}} \cdot l_{\text{п}}$, где $\rho_{\text{п}}$ - плотность слоя 2 ($\text{г}/\text{см}^3$), получим соотношение

$$\frac{G K \rho_{\text{п}} l_{\text{п}}^2}{D_{\text{тп}}} \geq 200 \frac{l}{D_{\text{тр}}}. \quad (5)$$

Для проведения оценочных расчетов принято, что $l = 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Толщины слоев 3, 4 и 5, согласно [8] выбраны равными $50 \text{ мкг}/\text{см}^2$. Сопоставление коэффициентов диффузии изотопов водорода для различных металлов показывает [9], что изотопный эффект проявляется в уменьшении коэффициента диффузии трития не более чем на порядок. Поэтому в расчетах принято, что $D_{\text{тр}} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$. Значение коэффициента диффузии трития в полистироле, рассчитанное по методике Д.Е. Ван-Кревелена [10], составляет $D_{\text{тп}} = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$. В пренебрежении изотопным эффектом $G = 0,08$ [11]. Величина K при облучении полистирола нейтронами с энергией 14 МэВ составляет $3,6 \cdot 10^5 \text{ эВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{нейтр.}^{-1} \cdot \text{см}^2$ [12]. Значение $\rho_{\text{п}} = 1,06 \text{ г}/\text{см}^3$. Подставляя приведенные выше значения G , K , $\rho_{\text{п}}$, $D_{\text{тп}}$, $D_{\text{тр}}$ и l в (5), получим $l_{\text{п}} > 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$.

Можно решить и иную задачу: задавшись материалом и размерами подпитывающего и реакционного слоев, оценить продолжительность подпитки $t_{\text{п}}$

$$t_{\text{п}} = \frac{N_0 \cdot S_{\text{п}} \cdot l_{\text{п}}}{Q_{\text{п}}} = \frac{100 N_{\text{A}} B_{\text{п}}}{M_{\text{п}} G K N}, \quad (6)$$

где N_0 - концентрация атомов трития в слое 2 до начала работы мишени, см^{-3} ; N_A - число Авогадро, моль^{-1} ; $V_{\text{П}}$ и $M_{\text{П}}$ - число атомов трития и молярная масса (г/моль) структурного звена полимерной молекулы соответственно. При энергии налетающих дейтронов 200 кэВ, токе пучка 1 мА и толщинах слоев 1,3 и 5, приведенных выше, плотность потока нейтронов составляет $N \approx 10^9$ нейтр. $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [2]. Для тритийсодержащего полистирола $M_{\text{П}} = 120$ г/моль, $V_{\text{П}} = 8$. Подставляя значения $N_A, N, V_{\text{П}}, M_{\text{П}}$ и G в (6), получим, что $t_{\text{П}} \approx 1,4 \cdot 10^4$ с. При этом величина дозы излучения, поглощенной слоем из полистирола, составит ~ 80 Мрад, что согласно [11] не приведет к значительному повреждению полимера.

Список литературы

1. Горловой Г.д., Степаненко В.л. Тритиевые излучатели. - М.: атомиздат, 1965. - 116 с.
2. Пирменко Г.И. Получение нейтронов с энергией 14 мэВ и пути увеличения выхода нейтронов: Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. - Киев, 1972. - 14 с.
3. Патент Франции 2080766. 1971.
4. патент Великобритании 1285430. 1972.
5. Гулько В.М., Книжник В.И. и др. Источник бета-излучения на основе тритийсодержащего полистирола. - Атомная энергия, 1980, т. 48, вып.2, с.III.
6. Гулько В.М., Книжник В.И. и др. Полимерные мишени с дейтерием и тритием. - В кн.: Скважинная ядерно-геофизическая аппаратура с управляемыми источниками излучения.: сб. науч. тр./ ВНИИ ядерн. геофизики и геохимии. - М.: ОНТИ ВНИИЯГГ, 1978, с.30-35.
7. Шюмон П. Диффузия в твердых телах. - М., Металлургия, 1966. - 195 с.
8. Патент США 3933904. 1976.
9. Антонова М.М. Свойства гибридов металлов. - Киев, Наукова думка, 1975. - 128 с.
10. Ван-Кревелен Д.в. Свойства и химическое строение полимеров. М., химия, 1976. - 414 с.
11. Свольсоу Л. Радиационная химия. - Атомиздат, 1976. - 280 с.
12. Исмаев В.м., Брегадзе Ю.и. нейтроны в радиобиологическом эксперименте. - М.: наука, 1967. - 292 с.

РЕЗУЛЬТАТЫ ФИЗИЧЕСКИХ И РАДИОБИОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
НА ИСТОЧНИКАХ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Е.М.Бельский, С.М.Иевлев, В.Н.Летов, В.М.Назаров,
Э.А.Середенко, С.В.Ставшая, В.Н.Храпачевский
(ИЯИ АН УССР, КНИРРОИ МЗ УССР, ОЯИ)

В докладе описаны результаты исследований на пучках быстрых нейтронов, полученных бомбардировкой 13,6 МэВ дейтронами бериллиевой и дейтериевой газовой мишени на циклотроне У-120. Мощности дозы в воздухе достигали 0,8 и 0,5 Гр/мин·мкА. ОБЭ является функцией дозы и энергии быстрых нейтронов. ОБЭ 6,0 МэВ нейтронов составляет 2,8 и 11,5 МэВ - 1,7 в области малых доз по выходу аберраций хромосом.

Report describes the results of investigations on the high energy fast neutrons beams produced by 13,6 MeV deuterons on beryllium and deuterium gas targets. RBE of fast neutrons is a function of both radiation dose and energy. RBE for 6,0 MeV neutrons is 2,8, for 11,5 MeV is 1,7 at very low doses of the yield of chromosomal aberrations in human lymphocyte culture exposed.

Интенсивные исследования последних лет показали значительные преимущества применения в терапии злокачественных опухолей корпускулярных излучений, в частности быстрых нейтронов. Их практическое использование в лучевой терапии оказалось возможным благодаря обширным радиобиологическим исследованиям, созданию медико-биологических комплексов на мощных ускорителях заряженных частиц в крупных ядерных центрах.

Необходимым условием возможности осуществления нейтронной терапии является создание на ускорителях источников быстрых нейтронов, физико-дозиметрические характеристики которых отвечают требованиям лучевой терапии: средняя энергия получаемых на ускорителях пучков нейтронов должна быть порядка 10 МэВ при мощности дозы на расстоянии 1,0-1,5 м порядка 0,1-0,2 Гр/мин.

В нашей стране в 1975 г. на базе циклотрона У-120 ИЯИ АН УССР были начаты исследования, задачей которых являлось обеспечение условий для проведения дистанционной нейтронной терапии злокачественных опухолей. Фиксированная энергия пучка -

ка бомбардирующих дейтронов (13,6 МэВ) указывала два пути решения задачи получения пучков быстрых нейтронов: создание источников на основе ядерных реакций $Be(\alpha, n)$ или $D(\alpha, n)$. Первая из них в конкретных условиях не позволяет получить высокую среднюю энергию пучка нейтронов, т.к. она является функцией энергии дейтронов: $E_n = 0,42 E_d [I]$. Из второй реакции нейтроны могут быть получены на твердотельной и газовой мишенях. Первый путь технически значительно проще, но не позволяет достигнуть приемлемых потоков нейтронов и, соответственно, высокой мощности дозы. Газовые мишени имеют очевидные преимущества перед адсорбированными, т.к. в случае тонкого окна и высокого давления газа внутри камеры (до 3,0 МПа) происходит полное поглощение бомбардирующих дейтронов, обеспечивая высокий выход нейтронов [2].

Нами были изготовлены бериллиевая мишень полного поглощения и дейтериевая газовая мишень высокого давления (1 МПа) с рециркуляцией газа. Окно мишени выполнялось из Ni фольги толщиной 50 мкм. В этих условиях пробег 12 МэВ дейтронов в газе составляет 25 см, потери энергии в окне - 1,65 МэВ. Исследования проводили на коллимированных пучках быстрых нейтронов. Спектрометрия нейтронов и измерения мощностей поглощенных доз были проведены на расстоянии 1 м от торцов мишеней в воздухе и в стандартном тканезквивалентном фантоме (ТЭФ). Энергетические спектры нейтронов были измерены с помощью пороговых детекторов из $Jn, Ni, Fe, Mg, Al, Zn, F, S$. Средняя энергия спектра, полученного из бериллиевой мишени, составляет около 6,0 МэВ, полученного из газовой мишени - около 11,5 МэВ. Измерения показали, что потоки быстрых нейтронов на расстоянии 1,0 м от мишеней при токе 30 мкА достигали $3,0 \cdot 10^7$ и $2,6 \cdot 10^7$ нейтр.см⁻².сек⁻¹ соответственно. Дозиметрические измерения, выполненные двумя микроконденсаторными камерами в воздухе, изготовленными из графита и полиэтилена и заполненными соответственно углекислым газом или этиленом, показали, что мощности доз в воздухе составляют 0,8 и 0,5 Гр/мин на расстоянии 1,0 м от мишеней. При токе дейтронов 15-30 мкА обеспечиваются вполне приемлемые условия для проведения дистанционной лучевой терапии. Дозиметрические измерения мощностей поглощенных доз в хлорном тканезквивалентном фантоме

вдоль оси пучка на глубинах 0 - 24 см были проведены с помощью кремниевых полупроводниковых детекторов, имеющих радиатор из тканеэквивалентной пластмассы. Исходя из того что спектры ЛПЭ быстрых нейтронов в исследуемой нами области энергий (6-15 МэВ) изменяются незначительно по глубине фантома, поглощенная доза в наших условиях была пропорциональна полному числу протонов отдачи, зарегистрированных детекторами. Измерения показали, что глубины 50% мощности доз составляют 7,5 см (для спектра с $\bar{E} = 6,0$ МэВ) и 9,5 см (для спектра с $\bar{E} = 11,5$ МэВ). Лучшие условия, как следует из данных, для проведения дистанционной лучевой терапии обеспечивают быстрые нейтроны, полученные из газовой дейтериевой мишени.

В период предтерапевтической подготовки важной частью работы являются исследования биологической эффективности терапевтических пучков быстрых нейтронов. Для этой цели нами был избран метод метафазного анализа аберраций хромосом в культуре лимфоцитов крови человека [3].

Биологическая эффективность быстрых нейтронов с $\bar{E} = 6,0$ и 11,5 МэВ была изучена при облучении в воздухе и в глубине ТЭФ. В качестве стандартного было избрано рентгеновское (180 кВ) излучение. Мощности доз составляли 0,20 и 0,10 Гр/мин (для нейтронов) и 0,90 Гр/мин (рентгеновское излучение), дозы облучения быстрыми нейтронами в интервале 0,25 - 1,25 Гр, рентгеновского облучения 0,5 - 4,0 Гр. Культивирование лимфоцитов человека после облучения проводили в течение 52 час. Анализировали весь спектр аберраций хромосом. На каждую точку проанализировано 200 - 300 метафаз.

Результаты цитогенетических исследований представлены на рис.1. Из сравнения кривых доза-эффект при облучении 11,5 и 6,0 МэВ нейтронами и 180 кВ рентгеновским излучением вытекает, что биологическая эффективность 6,0-МэВ нейтронов превышает таковую 11,5-МэВ нейтронов. Были получены следующие эмпирические уравнения для описания кинетики выхода аберрантных метафаз:

$$\begin{aligned}
 1) & Y = (2,17 \pm 0,42) + (41,35 \pm 1,46) \cdot 10^{-4} D + (1,50 \pm 0,15) 10^{-7} D^2 \quad -6 \text{ МэВ,} \\
 2) & Y = (2,22 \pm 0,43) + (24,14 \pm 1,79) 10^{-4} D + (7,97 \pm 1,80) 10^{-8} D^2 \quad -11,5 \text{ МэВ,} \\
 3) & Y = (1,91 \pm 0,42) + (14,80 \pm 0,45) 10^{-4} D + (1,92 \pm 0,12) 10^{-8} D^2 \quad -\text{рент. изл.}
 \end{aligned}$$

ОБЭ в области малых доз при облучении нейтронами с $\bar{E}=6,0$ МэВ составляет 2,8 и при облучении нейтронами с $\bar{E}=11,5$ МэВ составляет 1,7. По суммарной частоте aberrаций хромосом в интервале доз 0,25–1,25 Гр ОБЭ быстрых нейтронов изменяется в преде-

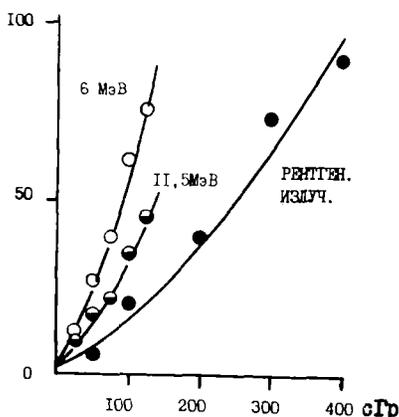


Рис.1. Частота aberrантных метафаз при облучении: 6,0 МэВ (○), 11,5 МэВ (●) и рентгеновским излучением (●); по оси ординат — частота aberrантных клеток; по оси абсцисс — дозы (Гр).

лах от 8,0 до 6,0 (для нейтронов с $\bar{E}=6,0$ МэВ) и в пределах от 4,5 до 2,5 (для нейтронов с $\bar{E}=11,5$ МэВ). Важной стороной радиобиологических исследований было изучение изменений ОБЭ быстрых нейтронов по глубине ТЭФ.

В наших исследованиях при облучении лимфоцитов в культуре на глубине 7,5 см ТЭФ быстрыми нейтронами ($\bar{E}=6,0$ МэВ) было установлено изменение характера зависимости частоты aberrантных метафаз от дозы облучения, что следует из уравнения.

$$4) Y = (2,24 \pm 0,44) + (52,25 \pm 2,86) 10^{-4} d + (2,49 \pm 0,36) 10^{-7} d^2.$$

Из сравнения величин коэффициентов линейной части уравнений 1 и 4 вытекает, что в глубине ТЭФ ОБЭ увеличивается в

I,28 раз. Это увеличение ОБЭ быстрых нейтронов совпадает с максимумом вклада в интегральный поток нейтронов I/E спектра на глубине порядка 7,5см. При вкладе $\sim 2\%$ в интегральный поток нейтронов I/E спектра столь заметное изменение ОБЭ может быть объяснено лишь с позиций аномально высокой биологической эффективности нейтронов низких энергий за счет упругих ядерных соударений [4].

Результаты проведенных исследований позволили приступить к созданию на базе циклотрона У-120 медико-биологического комплекса для проведения дистанционной нейтронной терапии. Полученные данные о величинах ОБЭ быстрых нейтронов и уравнения кинетики выхода аберраций хромосом в культуре лимфоцитов человека могут быть непосредственно использованы в расчетах мощностей биологических доз в лучевой терапии для оценки интегральных биологических доз на больного, а также при аварийном облучении нейтронами близких энергий.

Список литературы

1. Burger G., Broerse J.—Proc. symp. "Biol. effects of neutron irradiation", IAEA, Vienna, 1974, p. 3-20.
2. Batra G. a. oth.—Nucl. Instr. a. Meth., 1972, 100, 1, p. 135-139.
3. Бочков Н.П. Хромосомы человека и облучение. Атомиздат, М., 1971, —167с.
4. Троицкий Н.А. и соавт. Генетические эффекты промежуточных нейтронов. Наука и техника, Минск, 1971, —166с.

**ИЗМЕНЕНИЯ В ПОТОКЕ И СПЕКТРЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ ПРИ
ЭКСПЛУАТАЦИИ ДЕУТЕРИЙ-ТИТАНОВЫХ И ТРИТИЙ-ТИТАНОВЫХ МИШЕНЕЙ**

Ю.А.Немилов, Ю.А.Селицкий, С.М.Соловьёв,
В.Б.Фушштейн, С.В.Хлебников

(Радиевый ин-т им.В.Г. Хлопина)

Метод (d,p) -реакций применён для определения изменений в потоке нейтронов от тонких дейтерий-титановых и тритий-титановых мишеней. Энергия дейтронов менялась в диапазоне 0,7-1,9 МэВ. Изучены динамика накопления дейтерия в молибденовой подложке, его диффузия к поверхности мишени, замещение трития дейтерием и скорость образования нагара.

The method of (d,p) -reactions was applied for determination of changes in the structure of deuterium-titanium and tritium-titanium targets. Thin targets on molybdenium backings were bombarded with the 0,7-1,9 MeV deuterons. The deuterium accumulation and its diffusion, the tritium by deuterium replacement and the carbon layer formation rate have been studied.

Твёрдые водородсодержащие мишени получили широкое распространение в практике ядерно-физического эксперимента в качестве источников моноэнергетических нейтронов /1,2/. При облучении мишеней дейтронами с энергией от сотен кэВ до нескольких МэВ нейтроны образуются в реакциях $D(d,n)$ и $T(d,n)$. В стандартных твёрдых водородсодержащих мишенях изотопы водорода сорбированы в слоях титана, циркония или эрбия, нанесённых на молибденовую или вольфрамовую подложку. В случае длительной работы моноэнергетичность потока нейтронов нарушается из-за образования «набивной» мишени в подложке, замещения трития дейтерием и возникновения нагара углерода на поверхности мишени.

В данной работе описан и применён способ определения изменений в потоке и спектре нейтронов от мишени с толщиной водородсодержащего слоя, значительно меньшим пробега дейтронов, непосредственно в процессе эксперимента по спектрам протонов из реакций (d,p) . $D(d,p)$ и $D(d,n)$ -реакции имеют приблизительно равную вероятность, причём их дифференциальные сечения известны с точностью не хуже 5% для энергий дейтронов $E_d \leq 6$ МэВ /3/. Это обстоятельство позволило получать из спектров протонов данные об изменениях потока и спектра нейтронов под любым уг-

лом вылета. Известные из литературы исследования по имплантации дейтерия в различных металлах относятся к $E_d \leq 0,5$ МэВ [4-6].

Пучок дейтронов, ускоренных электростатическим генератором до $0,7+1,9$ МэВ, коллимировался до диаметра 5 мм при средней плотности тока ~ 80 мкА/см². Энергия протонов измерялась полупроводниковым детектором, расположенным под углом $\theta = 120^\circ$. Охлаждение мишеней производилось либо непосредственно омываемой их проточной водой, либо между циркулирующей водой и подложкой помещалась латунная шайба толщиной 1 мм. Это позволяло уменьшать теплоотвод и увеличивать тем самым температуру мишени. Далее, в качестве примера, ограничимся анализом результатов при $E_d = 1,2$ МэВ.

Дейтериевые мишени

На основе экспериментальных спектров протонов рассчитаны спектры фоновых нейтронов, образующихся в молибденовой подложке и вылетающих под 0° по отношению к пучку дейтронов (рис.1).

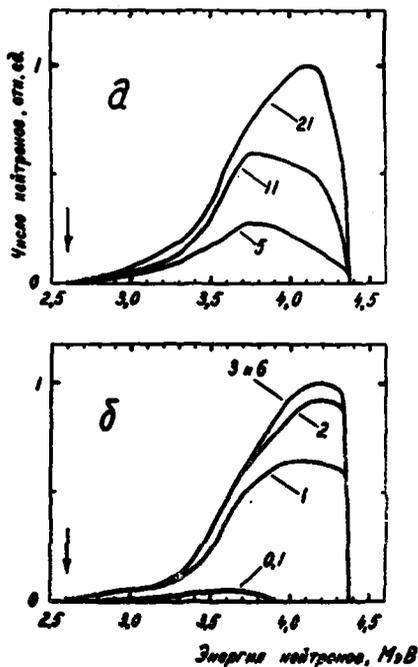


Рис.1. Спектры нейтронов под 0° из реакции взаимодействия дейтронов с дейтерием, накапливающимся в подложке мишени: а - мишень, непосредственно охлаждаемая водой; б - мишень с улучшенным охлаждением. Длительность облучения в часах указана на рисунке. Стрелкой обозначена нижняя граница спектров нейтронов

По мере увеличения интеграла облучения возрастают жёсткость спектра и абсолютная величина потока фоновых нейтронов. Примерно через 20 ч облучения наступает состояние динамического равновесия между дейтерием, накапливающимся в подложке и уходящим из неё. При этом поток фоновых нейтронов под 0^0 к пучку дейтронов составлял 10–13% от основного потока моноэнергетических нейтронов. Поскольку в ряде работ [5–7] отмечалось сильное влияние температуры на сорбцию водорода в металлах, нами был поставлен опыт по облучению мишени в условиях ухудшенного охлаждения. Полученные спектры фоновых нейтронов приведены на рис.1, а поток нейтронов в зависимости от времени облучения – на рис.2.

$\Phi_n^0(t), \%$

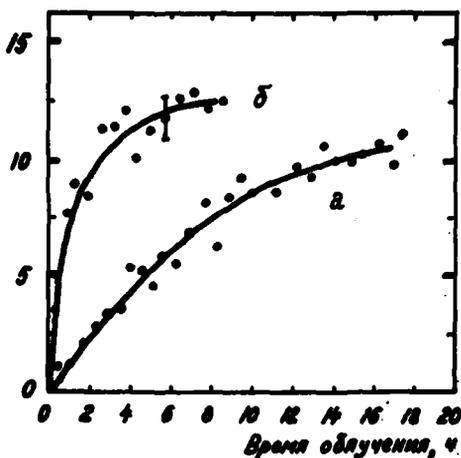


Рис.2. Плотность потока нейтронов под 0^0 из реакции взаимодействия дейтронов с дейтерием, накапливающимся в подложке мишени: а – мишень, непосредственно охлаждаемая водой; б – мишень с ухудшенным охлаждением. За 100% принята плотность потока нейтронов под 0^0 от мишени с $D_2t = 0,5 \text{ мг/см}^2$

Из сравнения рисунков видно, что поток нейтронов достиг участка "плато" за более короткое время.

Наблюдающиеся свойства можно объяснить, допустив, что существуют две составляющие в миграции дейтерия: быстрая и медленная [8]. Быстрая составляющая, не сопровождаемая сорбцией, может быть связана с продвижением дейтерия по поверхности микрокристаллов молибдена, а медленная – с продвижением газа по их объёму. Природа медленной составляющей, сильно зависящей от температуры среды, может описываться, на-

пример, моделью термической диффузии.

Тритиевые мишени

Изучалось поведение тонких ($P_{Ti} = 1+2 \text{ мг/см}^2$) тритий-титановых мишеней. В опыте с обычным охлаждением мишени проточной водой в течение 6-часового облучения не наблюдалось уменьшения объёма трития в пределах погрешности 5%. Скорость выгорания трития из мишени сильно зависит от температуры титанового слоя /7/, поэтому дальнейшие исследования проводились в условиях ухудшенного охлаждения.

Установлены следующие особенности поведения тритиевых мишеней: 1. В мишенях, нормально насыщенных тритием, суммарный объём трития и дейтерия в титановом слое сохранялся постоянным, то есть процесс выгорания трития носил характер замещения его дейтерием. В тритиевых мишенях с малым атомным отношением ($T/Ti < 2$) происходила добавочная сорбция водорода в титане до $T/Ti \approx 2$; 2. Нейтронные потоки под 0° от взаимодействия дейтронов с накопившимся в титановом слое дейтерием и с оставшимся тритием становились равными после 12 ч облучения; 3. Количество десорбированного трития увеличивалось пропорционально квадратному корню из времени облучения.

В работе /7/ исследовалась десорбция трития из мишеней при нагреве в вакууме. Было установлено, что количество выделяющегося газа пропорционально квадратному корню из времени нагрева. Наблюдаемая аналогия поведения тритиевых мишеней даёт основание сделать вывод о том, что облучение тритий-титановой мишени дейтронами приводит к термическому испарению трития, освобождающиеся вакансии заполняются дейтерием, диффундирующим из глубины подложки мишени.

Углеродный нагар

Увеличение толщины углерода вызывает уменьшение средней энергии нейтронов, и появляется дополнительный источник нейтронов из реакции $^{12}\text{C}(d,n)$ с энергией $E_n \approx E_d - 0,27 \text{ МэВ}$. Толщина слоя углерода и величина потока нейтронов от него под 0° определялись из $^{12}\text{C}(d,p)$ -реакции /3,9/. Толщина углерода увеличивалась пропорционально времени облучения и доходила через 12 ч работы до 190 мкг/см^2 при охлаждении мишени проточной водой. При этом добавочный поток нейтронов достигал 30% от потока $D(d,n)$ -реакции на мишени с толщиной дейтерий-титанового слоя $0,5 \text{ мг/см}^2$. Скорость осаждения углерода на

поверхности мишени сильно зависит от её температуры и, как следствие этого, от тока пучка, его фокусировки и степени охлаждения подложки (рис.3).

P_c , мг/см²

$\Phi_n^c(0)$, %

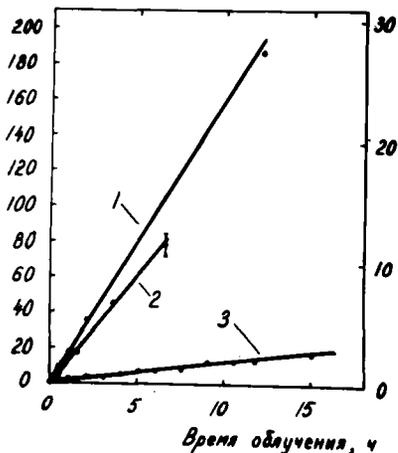


Рис.3. Толщина нагара и относительная величина потока нейтронов $I_{2C}(d,n)$: 1 - мишень, непосредственно охлаждаемая водой; $i_d = 7$ мка; 2 - то же при $i_d = 15$ мка; 3 - мишень с ухудшенным охлаждением, ток дейтронов - 15 мка. За 100% принята величина плотности потока нейтронов под 0° от $D-Ti$ мишени с $P_{Ti} = 0,5$ мг/см².

Проведенная работа позволяет заключить, что методика регистрации протонов из (d,p) -реакций представляет собой универсальный способ контроля чистоты и качества мишеней на протяжении всего времени их эксплуатации.

Список литературы

1. Марион Д. и др. Физика быстрых нейтронов, 1963, М., Атомиздат.
2. Гобловой Г.Д. и др. Тритиевые излучатели, 1963, М., Атомиздат.
3. Ядерные реакции на лёгких ядрах, 1957, М., Атомиздат, с.15.
4. Heintze V. et al., Z.Naturforschg., 1967, v.22a, p.796.
5. Johnson P.B., Nucl.Instr.Meth., 1974, v.114, p.467.
6. Moller W. et al., Nucl.Instr.Meth., 1977, v.140, p.157.
7. Guillame M. et al., Nucl.Instr.Meth., 1971, v.92, p.571.
8. Robinson M.T. et al., J.Appl.Phys., 1960, v.31, p.1474.
9. Huez M. et al., Nucl.Instr.Meth., 1972, v.105, p.197.

ДВУХСЛОЙНЫЕ НАБИВНЫЕ МИШЕНИ ДЛЯ D-D РЕАКЦИИ

М.И. Дехтяр, Г.И. Применко, В.И. Стрижан.

(КГУ)

Теоретически изучаются распределение концентрации дейтронов и выход нейтронов из двухслойной набивной мишени при торможении дейтронного пучка в первом слое мишени. Обсуждается влияние статистического разброса пробега дейтронов в веществе на выход нейтронов.

neutron concentration and neutron output from twolayer target is studied. Straggling effect on neutron output is discussed.

Значительный интерес для целей увеличения выхода нейтронов представляет рассмотрение влияния на него материала подложек. В данном сообщении предпринимается попытка теоретического исследования этого вопроса для набивной мишени, работающей на D-D-реакции.

Для описания процесса установления концентрации внедренных при обстреле мишени дейтронов воспользуемся диффузионной моделью, которая хорошо описывает выход нейтронов из мишеней, целиком состоящих из одного материала [1-3].

Пусть ионный пучок с начальной энергией E_0 и плотностью тока i нормально падает на поверхность мишени, толщина которой, включая подложку, значительно больше пробега падающих ионов до их полного торможения, так что все устройство мишени может рассматриваться как имеющее бесконечную толщину. Предположим, что диаметр ионного пучка ($\sim 10^3$ мкм) значительно больше пробега иона, и плотность тока распределена по сечению пучка равномерно, что позволяет использовать для описания поля концентраций внедренных ионов одномерное уравнение диффузии. При внедрении ионов в мишень их энергия убывает от значения E_0 до нуля, что соответствует пробегу иона $x = \lambda$; таким образом, в плоскости $x = \lambda$ образуется источник диффундирующих ионов. Влияние разброса пробегов ионов будет обсуждаться ниже. Тогда поле концентрации

дейтронов в мишени $C_1(u, \theta)$ и в подложке $C_2(u, \theta)$ описывается уравнениями

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial C_1}{\partial t} &= \frac{\partial^2 C_1}{\partial u^2} + \frac{i\lambda}{D_1} \delta(u-1) \\ \frac{\partial C_2}{\partial t} &= \frac{\partial^2 C_2}{\partial u^2} \frac{1}{x^2} \end{aligned} \right\} u = \frac{x}{\lambda}; \quad \theta = \frac{D_1 t}{\lambda^2}; \quad x = \sqrt{\frac{D_1}{D_2}}, \quad (I)$$

где D_1 и D_2 - коэффициенты диффузии дейтронов соответственно в мишени и подложке, которые считаем не зависящими от концентрации дейтронов; t - время, x - координата, отсчитываемая от поверхности в глубину мишени; $\delta(u-1)$ - дельта-функция Дирака, описывающая источник ионов при $x = \lambda$.

Начальные и граничные условия запишем в виде:

$$C_1|_{\theta=0} = 0; \quad C_2|_{\theta=0} = 0; \quad (2)$$

$$\gamma \frac{\partial C_1}{\partial u} = C_1; \quad u=0; \quad \gamma = \frac{D_1}{a\lambda};$$

$$C_1 = K C_2; \quad D_1 \frac{\partial C_1}{\partial u} = D_2 \frac{\partial C_2}{\partial u}; \quad u=l; \quad \rho = \frac{l}{\lambda}; \quad (3)$$

$$C_2|_{u \rightarrow \infty} \text{ ограничено,}$$

где l - толщина собственно мишени; K - коэффициент распределения в состоянии равновесия; a - коэффициент массопереноса ионов. При написании (3) мы считали, что давление в вакуумной системе поддерживается достаточно низким и возвращением дейтронов из газа в мишень можно пренебречь. Механизмами, обеспечивающими "вытекание" ионов, являются процессы десорбции их из мишени, а также реакции их с поверхностными слоями мишени, например, с пленками окислов металлов. Решение системы (I-3) может быть получено методом преобразования Лапласа по θ с использованием разложения трансформанты C_1 в ряд Тейлора в окрестности $u = 0$ и имеет вид (решение для подложки не приводим, а u

C_1 опускаем индекс):

$$C(u, \theta) = \frac{i\lambda}{D_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\gamma u^{2n}}{(2n)!} + \frac{u^{2n+1}}{(2n+1)!} \right] C_n(\theta), \quad (4)$$

где

$$C_n(\theta) = \delta_{nc} (-1)^n \int_0^{\infty} e^{-u^2 \theta} f(u) u^{2n-1} du;$$

$$f(u) = \frac{2(1-\beta^2) \sin u + \gamma u \cos u}{\pi (1+\beta^2)(1+\gamma^2 u^2) + 2\beta(1-\gamma^2 u^2) \cos 2\gamma u - 4\beta\gamma u \sin 2\gamma u}; \quad \beta = \frac{\alpha K - 1}{\alpha K + 1}; \quad (5)$$

Скорость производства нейтронов из ядерной реакции, имеющей сечение $\sigma(u)$, экспериментально регистрируемая счетчиком, равна

$$N(t) = i\lambda \sigma_0 S F \int \sigma(u) C(u, \theta) du, \quad (6)$$

где σ_0 - сечение $D-D$ -реакции при энергии, равной энергии падающего иона; S - поперечное сечение ионного пучка; F - множитель, описывающий эффективность и геометрию детектора. С хорошей точностью сечение $D-D$ -реакции можно записать [4]:

$$\sigma(\epsilon) = \epsilon^{-1} \exp\left[-\frac{A}{E_0^{1/2}} \frac{1-\epsilon^{1/2}}{\epsilon^{1/2}}\right], \quad (7)$$

где $\epsilon = \frac{E}{E_0}$ - относительная энергия дейтрона; A - наклон Гамова. Различные теоретические рассмотрения приводят при низких энергиях заряженной частицы к соотношению [5-8]:

$$-\frac{dE}{dx} = BE^{1/2}, \quad B = const, \quad (8)$$

и для выхода нейтронов получим:

$$N(t) = \mathcal{L} \sum_{n=0}^{\infty} \left[B_{2n}(q) + \frac{1}{\gamma} B_{2n+1}(q) \right] C_n(\theta); \quad \mathcal{L} = \frac{i^2 \lambda^2 \sigma_0 S F}{\mathcal{D}_1 q}; \quad q = A E_0^{-1/2}; \quad (9)$$

где $B_n(q) = \frac{e^q}{n!} \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{q}{v}\right)^n e^{-v} dv = \frac{[2(n-1)+q] B_{n-1}(q) - B_{n-2}(q)}{n(n-1)}, \quad n \geq 2;$

$$B_0(q) = 1; \quad B_1(q) = 1 + q \exp(-q) Ei(-q); \quad Ei(-q) = \int_0^q \frac{e^{-v}}{v} dv. \quad (10)$$

Для больших значений времени ($\theta \gg 1$) получается довольно простая асимптотическая формула для выхода нейтронов:

$$N(t) = a_1 - a_2 t^{-1/2} + a_3 t^{-3/2} + O(t^{-5/2})$$

$$a_1 = \mathcal{L} [B_0(q) + \frac{1}{\gamma} B_1(q)]; \quad a_2 = \frac{a_1 b_1}{\sqrt{\pi} \delta^{1/2}}; \quad a_3 = \frac{a_1 b_2 + \mathcal{L} [B_2(q) + \frac{1}{\gamma} B_3(q)] b_1}{2\sqrt{\pi} \delta^{3/2}}; \quad \delta = \frac{\mathcal{D}_1}{\lambda^2}; \quad (II)$$

$$b_1 = h(1+\gamma); \quad b_2 = h^2(\gamma+\eta)(1+\gamma) + h \left[\frac{1+3\gamma+6\gamma^2(1+\gamma)}{6} - (\gamma+\eta)^2(1+\gamma) \right]; \quad h = \frac{1-\beta}{1+\beta}.$$

Отметим, что в случае, когда мишень и подложка представляют собой один и тот же материал ($\mathcal{E} = \kappa = 1$, $\beta = 0$), формулы (9) и (II) совпадают с результатами в [2]. Метод Лапласа асимптотической оценки интегралов приводит к следующему представлению

$$B_n(q) \text{ для больших } n: \\ B_n(q) = \frac{e^q}{n!} \sqrt{\frac{2\pi n}{1+4\frac{n}{q}}} e^{-\frac{q}{2}(1+\sqrt{1+4\frac{n}{q}})} \left(\frac{\sqrt{1+4\frac{n}{q}}-1}{\sqrt{1+4\frac{n}{q}}+1} \right)^n. \quad (12)$$

Используя (12) и метод перевала, можно показать, что при достаточно больших n члены ряда (9) убывают по абсолютной величине значительно быстрее, чем $\frac{1}{n!}$, что позволяет ограничиться в ряде для практических целей двумя-тремя членами.

Обсудим теперь, как изменяется выход нейтронов при наличии статистического разброса потерь энергии и пробегов частиц в веществе (страглинг). В первом приближении согласно Бору [9,10] распределение между пробегов с большой степенью точности дается гауссовой кривой.

Выясним, как влияет страглинг на асимптотику выхода нейтронов для достаточно больших времен. Для этого необходимо усреднить формулу (II) по всем возможным пробегам частицы. Следует отметить, что, вообще говоря, в нормальном распределении случайная величина пробегает всю числовую ось от $-\infty$ до $+\infty$; в нашем же случае по физическому смыслу среднее значение пробега $\bar{\lambda}$ должно удовлетворять неравенству $0 < \bar{\lambda} < l$ и в этом диапазоне должны лежать отклонения от $\bar{\lambda}$. При использовании нормального распределения, как известно, основной вклад дает область, отстоящая на $3\sigma_\lambda$ в обе стороны от средней величины, где σ_λ - среднеквадратичное отклонение пробега. Вследствие этого при условиях

$$\bar{\lambda} > 3\sigma_\lambda, \quad l - \bar{\lambda} > 3\sigma_\lambda \quad (13)$$

может быть сохранено интегрирование по λ от $-\infty$ до $+\infty$. Усредняя (II) по Гауссу, получаем:

$$N(t) = K - Lt^{-1/2} + Pt^{-3/2} + O(t^{-5/2}); \\ K = \frac{i^2 \sigma_0 SF}{2l^2 q} \left[B_0(\bar{\lambda}^2 + \sigma_\lambda^2) + B_1 \frac{q}{2\sigma_0} (\bar{\lambda}^2 + 3\sigma_\lambda^2 \bar{\lambda}) \right]; \quad (14) \\ L = \frac{i^2 \sigma_0 SF}{2l^2 q} \frac{h}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{q}{2} B_0(\bar{\lambda}^2 + \sigma_\lambda^2) + \frac{q}{2} B_1(\bar{\lambda}^4 + 6\sigma_\lambda^2 \bar{\lambda}^2 + 3\sigma_\lambda^4) + (B_1 + B_0)(\bar{\lambda}^3 + 3\sigma_\lambda^2 \bar{\lambda}) \right].$$

Выражение для P не приводится из-за его громоздкости. Из (14) следует, что наличие страгглинга приводит к увеличению уровня насыщения нейтронного выхода и большей скорости приближения к насыщению. Очевидно, что аналогичным образом на выход нейтронов и скорость его приближения к насыщению должна влиять монохроматичность пучка ионов.

Что касается условий (13), то можно оценить, насколько хорошо они выполняются, если воспользоваться зависимостью $\frac{\sigma_{\lambda}^2}{\lambda^2}$ от ε , которая была найдена для протонов и дейтронов численным методом для потенциала Томаса-Ферми-Фирсова в работе [11]:

$$\frac{\sigma_{\lambda}^2}{\lambda^2} = \frac{2}{\varepsilon} (1 - 0,21 \varepsilon^{-0,8});$$

$$\varepsilon = \frac{E a_{T.F.} M_2}{Z_1 Z_2 e^2 M_1 + M_2}; \quad a_{T.F.} = 0,8853 a_c (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \quad (15)$$

Здесь E - энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат; M_1 и M_2 - массы атомов частицы и мишени соответственно; $Z_1 e$ и $Z_2 e$ - заряды частицы и мишени; $a_c = \frac{\hbar^2}{m e^2} = 0,529 \times 10^{-8}$ см - радиус первой борвской орбиты. Взяв для примера в качестве мишени медь и энергию дейтронного пучка 100 кэВ, получим из (15) $\frac{\sigma_{\lambda}}{\lambda} = 0,242$. Таким образом, поскольку обычно $\ell - \bar{\lambda} \gg \bar{\lambda}$, видно, что условия (13) выполняются. По-видимому, для большинства случаев в диапазоне энергий выше 100 кэВ они не являются ограничительными, если соотношение (15) справедливо.

Список литературы

1. Feebiger K. Z. angew. Phys., 1957, 9.
2. Robinson M., Willis V., - J. of applied Phys. 1960, 31, N 3, 1474.
3. Капуров Л.Н., Кузнецов А.Н. - Препринт. Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, лаборатория атомного ядра. М., 1966.
4. Arnold W.R. et al. - Phys. Rev. 1954, 93, N 3, 433.
5. Fermi E., Teller E. - Phys. Rev. 1947, 72, N 5, 369.
6. Gryzinski M. - Phys. Rev. 1957, 107, N 1, 1471.
7. Lindhard J., Scharff M. - Phys. Rev. 1951, 104, N 1, 120.
8. Яркулов У. Изв. АН УзССР, серия физ.-мат., 1970, № 2, с. 69.
9. Бор В. "Прохождение атомных частиц через вещество". Изд-во ИИ, М., 1960.
10. Blunk O. - Z. Phys. 1952, 131, N 3, 454.
11. Schiott H.E. - Mat.-fys. Medd. Dan. Vid. Sel. 1913, 5, N 1, 10.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ФИЛЬТР ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ
СПЛАВА $\text{SmCo}_{3,3}$

Н.К. Еученко, Э.Г. Таровик, В.А. Трунов, В.А. Ульянов,
Р.З. Ягуд
(ЛИЯФ им. Б.П. Константинова)

Получена поляризация тепловых нейтронов при прохождении через мишень состава $\text{SmCo}_{3,3}$. Измерены поляризационные характеристики сплава.
Polarization of thermal neutrons is received in the transmission through the target of composition $\text{SmCo}_{3,3}$. Polarizing characteristics of alloy are measured.

Известно, что в системах с ближним магнитным порядком распределение намагниченности в решетке может быть получено из диффузного магнитного рассеяния нейтронов. Для выделения такого рассеяния из общей картины применяются поляризованные нейтроны и анализ спинового состояния нейтрона после рассеяния. Типичная схема эксперимента представлена на рис.1.

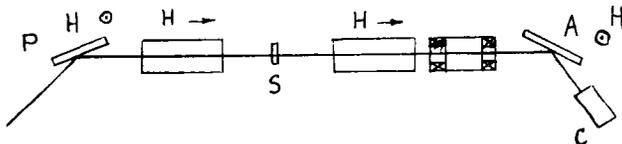


Рис.1. Общая схема нейтронного поляриметра.

Как правило, сечение диффузного рассеяния является малым, и поэтому повышение светосилы установки представляется важной задачей. Слабая зависимость сечения диффузного рассеяния от угла рассеяния позволяет использовать для этой цели широкоапертурный поляризационный фильтр в качестве анализатора.

Работа поляризационного фильтра, предложенного Вильямсом [1], основана на наличии у изотопа Sm^{149} резонанса поглощения нейтронов с длиной волны $0,92 \text{ \AA}$ и спином, параллельным спину ядра. Ясно, что если ядра Sm^{149} поляризованы, то после прохождения фильтра пучок неполяризованных нейтронов станет поляризованным: останутся нейтроны, имеющие спин, противоположный спину ядра. Поляризация ядер Sm^{149} мишени состава $\text{Ce}_{1,88} \text{Sm}_{0,12} (\text{NO}_3)_{12} \times 24 \text{H}_2\text{O} - \text{CSMN}$ осуществляется сверхтонким магнитным полем при охлаждении до $T = 16^{\circ} \text{ m.K.}$ Типичные характеристики фильтра показаны на рис.2.

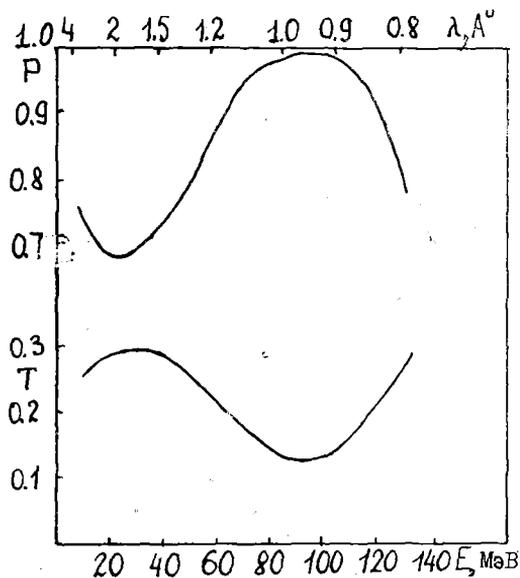


Рис.2. Пропускание T и поляризующая эффективность P - фильтра при различных энергиях нейтрона.

Отличительной особенностью данного фильтра является возможность работы с пучками нейтронов расходимостью $\sim \pm 1^\circ$, что приводит к увеличению интенсивности в ~ 40 раз по сравнению с общепринятыми кристаллами $Co-Fe$.

Одним из недостатков предложенного состава поляризационного фильтра является технологическая сложность изготовления монокристалла и высокая гигроскопичность, что приводит к ухудшению его рабочих характеристик. Невысокая теплопроводность $GSMN$ затрудняет его использование при больших плотностях нейтронного потока из-за неизбежного перегрева, связанного с поглощением нейтронов.

Поэтому нам представляются перспективными металлические соединения самария с кобальтом [2].

Образцом в наших экспериментах является пластинка моно - кристалла $\text{SmCo}_{3.3}$ толщиной 0,3 мм с осью анизотропии, перпендикулярной её плоскости. Схема установки для измерения поляризационных характеристик представлена на рис.1. Пучок нейтронов из реактора отражался поляризатором-монокроматором Co-Fe и, проходя через систему ведущих полей, попадал на образец. Для изменения направления спина относительно ведущего поля использовался флиппер Драбкина. Далее нейтроны отражались кристаллом - анализатором Co-Fe и регистрировались счетчиком. Длина волны нейтронов $1,13 \text{ \AA}$, поляризация пучка нейтронов без образца 0,905.

Коэффициент деполяризации измерялся при прохождении поляризованного пучка нейтронов через мишень. На рис.3 представлена зависимость поляризации нейтронов после образца от напряженности внешнего магнитного поля при $T=4,2 \text{ K}$.

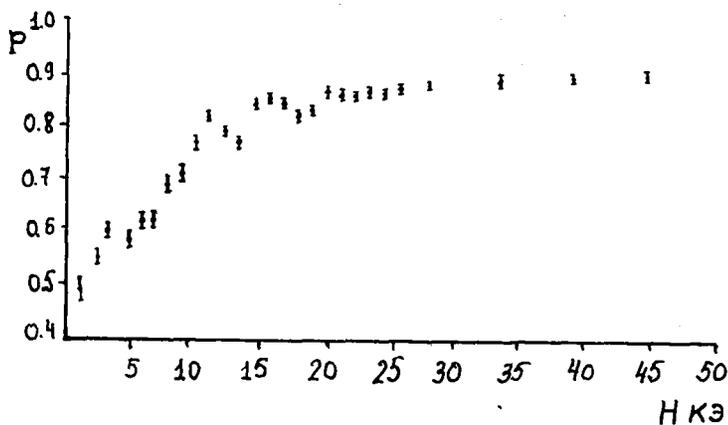


Рис. 3. Зависимость поляризации нейтронов, прошедших через образец, от напряженности внешнего магнитного поля.

Поляризация резко возрастает в области полей $H \approx 9$ кэ. Такое поведение становится понятным, если учесть, что для данного образца значение $H = 4\text{Г} - 9\text{кэ}$ соответствует полю размагничивания. Следовательно, при $H > 9$ кэ происходит намагничивание образца и соответствующий рост поляризации. Однако даже в полях ~ 40 кэ, превышающих поле размагничивания более чем в 4 раза, имеется небольшая $\sim 1\%$ деполяризация нейтронов. Эта деполяризация, учитывая высокое значение поля анизотропии, может быть связана с некоторой непараллельностью вектора поляризации нейтронов и индукции, обусловленной несовершенством монокристалла (неоднородность, наличие второй фазы) или неточностью ориентировки его по отношению к магнитному полю. Для измерения поляризующей способности мишени перед образцом ставилась тонкая деполяризующая пластинка -шим. Поле устанавливалось равным 40 кэ, а температура понижалась до 1,5 К, которая почти в сто раз выше рабочей температуры фильтра. Несмотря на это, характеристики мишени могут быть получены вполне надежно, и такие исследования представляются необходимыми для получения мишени с наилучшими поляризующими свойствами. Измеренная поляризация нейтронов составила $(2,8 \pm 0,7)\%$.

Для измерения деполяризующей способности шима образец нагревался до $T \approx 30$ К, в результате чего поляризация оказалась $(-0,2 \pm 0,3)\%$. Окончательное значение поляризующей способности мишени вычислялось с учетом деполяризующей способности сплава, шима, конечной поляризующей способности кристалла-анализатора. Поляризующая способность образца составила $(3,3 \pm 0,8)\%$. Полученное значение поляризующей способности следует сравнить с вычисленным по формуле $P = th(e' P_A \phi)$, (1) где $e' = 0,7414$ - статистический фактор; P_A - поляризация ядер Sm^{149} (описывается функцией Бриллюэна от $H_{\text{н}}/T$); сверхтонкое поле $H_{\text{н}}$ в сплаве $SmCo_{2,3}$ (определялось в отдельном ЯМР-эксперименте при $T = 4,2$ К и составило $3,29 \cdot 10^6$ э; $\phi = \frac{N_{\text{см}}^{149}}{N_{\text{см}}} \cdot \frac{N_{\text{н}}}{N_{\text{н}}}$ - параметр, который определяется экспериментально из поглощения нейтронов мишенью, в нашем случае $\phi = 3,44$. После подстановки в (1) всех численных значений получим. $P = 5,6\%$.

Полученные данные позволяют нам надеяться, что сплав, охлажденный до $T = 16 \text{ мК}$, должен иметь характеристики, близкие к CSMn , отличаюсь простотой и стабильностью состава.

Список литературы

1. F.F.Freeman, W.G.Williams - J.Phys.E: Sci.Instrum., vol.11, 1978, p. 459.
2. Зученко Н.К., Таровик Э.Г., Трунов В.А., Ульянов, В.А., Ягуд Р.З. Всесоюзная конференция по физике магнитных явлений, Харьков, 1979.

РАЗВИТИЕ В ЛИЯФ МЕТОДА ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ЗЕРКАЛЬНЫМ ОТРАЖЕНИЕМ

Н.В.Боровикова, А.П.Булкин, А.Г.Лукасов, Г.М.Драбкин,
А.И.Егоров, В.Я.Кезерашвили, В.А.Кудряшев, А.И.Ожороков,
В.В.Рунов, В.Г.Сыромятников, В.П.Харченко, А.Ф.Щебетов

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

В докладе описываются этапы развития поляризующей нейтронной техники в ЛИЯФ АН СССР. Показана перспективность метода получения пучков поляризованных тепловых нейтронов зеркальным отражением.

The stages of development polarizing neutron guide's equipment in the LNFI AS USSR are described in the report. Perspective of the method making beams polarizing thermal neutrons by mirror reflection is shown.

В последнее время в практике нейтронно-физического эксперимента все чаще используются нейтронно-поляризаторы, (например, в работах [1-7]), позволяющие поляризовать выводимый пучок тепловых нейтронов и отфильтровать его от γ -лучей и быстрых нейтронов. Принцип работы нейтронновода основан на полном отражении нейтронов от полированной поверхности материала стенок. Если стенки нейтронновода выполнены из намагниченных ферромагнитных зеркал, прошедший пучок будет поляризован.

В ЛИЯФ АН СССР была проведена работа по созданию поляризующего нейтронного зеркала [8,9]. Было получено многослойное поляризующее зеркало, представлявшее собой полированную стеклянную подложку с напыленным ферромагнитным слоем сплава $60\text{Co } 40\text{Fe}$ и подслоем из сплава $85\text{Tl } 15\text{Ga}$, исключающим отражение от стекла.

Поляризующая эффективность зеркала для широкого спектра нейтронов составляет $P \approx 0,97$, а критический угол равен $\alpha = 1,7 \cdot 10^{-3}$ рад/Å. После разработки таких зеркал в ЛИЯФ АН СССР было налажено их серийное производство.

На основе полученных зеркал был изготовлен рабочий макет

поляризующего нейтроновода [10] с целью выяснения эффективности их использования в качестве поляризующих отражающих стенок. Зеркальный канал макета нейтроновода имел длину 1570 мм, сечение $1,6 \times 30 \text{ мм}^2$, радиус кривизны 130 м и состоял из 7 зеркальных секций по 210 мм каждая. Измерения дали величину выходного потока $1,7 \cdot 10^7 \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$ и среднюю по спек-

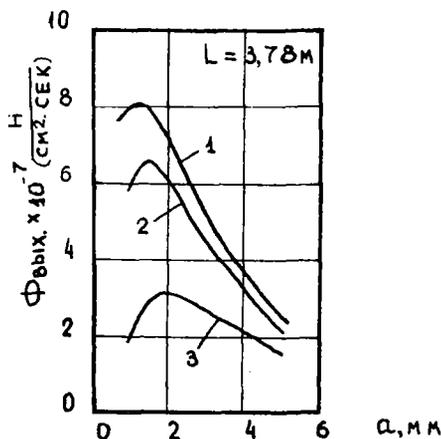
тру поляризацию $\bar{P} = 0,97$, которая слабо зависит от λ и остается практически постоянной в области длин волн от 2 до 6 Å. На этом нейтроноводе проведено несколько экспериментов по физике твердого тела [2-5].

Успешное применение поляризующих зеркал в рабочем макете позволило провести разработку и изготовление пятиметрового поляризующего нейтроновода [11]. Нейтроновод имеет сечение $8,5 \times 60 \text{ мм}^2$ и длину 5040 мм. Зеркальный канал нейтроновода составлен из 24-х оптических секций длиной по 210 мм, расположенных по дуге окружности радиусом $\rho = 310 \text{ м}$. Зеркальный канал помещается в вакуумный кожух, прикрепленный к несущей балке. Магнитная система на постоянных магнитах также крепится к этой балке и создает намагничивающее поле напряженностью $H = 500 \text{ э}$ в зазоре 130 мм. После юстировки зеркального канала вакуумный кожух герметизировался, откачивался до 10^{-1} тор и нейтроновод окружался биологической защитой. Фон от γ -лучей вблизи выхода нейтроновода составлял меньше 0,8 мкр/сек в непосредственной близости от выходного пучка. Нейтроновод установлен на выходе канала № 6 реактора ВВР-М ДИЯФ АН СССР. Было проведено измерение основных параметров нейтроновода: усредненный по сечению поток на выходе составил $\Phi_{\text{вых}} = 1,5 \cdot 10^7 \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$ с максимумом спектра на длине волны $\lambda_{\text{max}} = 2,2 \text{ Å}$, а средняя по спектру поляризация оказалась не хуже 96%. Измерения проводились при мощности реактора 15 мвт, что соответствует потоку на входе в нейтроновод $1,8 \cdot 10^9 \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$ с максимумом спектра на длине волны

$\lambda_{\text{max}} = 1,1 \text{ Å}$. Высокие параметры поляризованного пучка обеспечили его широкую популярность у физиков. К настоящему времени за 4 года эксплуатации на этом пучке проведен ряд экспериментов по ядерной физике [1,6,7] и физике твердого тела.

Следующим этапом развития поляризующих нейтроноводов на реакторе ВВР-М явилось создание 4-метрового нейтронОВОДА с выходным потоком, близким к максимально возможному. Предельная длина нейтронОВОДА задана условиями эксперимента и выбрана равной 3,78 м из конструктивных соображений. Остальные геометрические параметры были выбраны с помощью разработанного ЛИЯФ метода расчета основных нейтронно-физических характеристик нейтронОВОДОВ. На рисунке изображены оптимизационные кривые поляризующего нейтронОВОДА длиной 3,78 м. Кривые показывают расчетную зависимость выходного потока от ширины нейтронОВОДА A в плоскости изгиба при постоянном превышении его длины над длиной прямой видимости, равном 15%. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют среднему отклонению отражающих стенок от идеального изгиба по окружности на $1,6 \cdot 10^{-1}$ мрад, $3,3 \cdot 10^{-1}$ мрад, $7,3 \cdot 10^{-1}$ мрад соответственно. Была выбрана ширина зеркального канала нейтронОВОДА $A = 2$ мм, из которой следует радиус изгиба $\rho = 675$ м. Улучшение геометрии оптических секций, достигнутое равномерным их изгибом, позволило получить интегральный поток на этом нейтронОВОДЕ $\Phi_{\text{вых}} = 6,0 \cdot 10^7 \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$ при мощности реактора 15 мвт. НейтронОВОД в настоящее время установлен на 9-м пучке реактора ВВР-М ЛИЯФ АН СССР и используется в эксперименте по обнаружению несохранения пространственной четности в делении ядер. Максимум спектрального потока находится на длине волны $\lambda_{\text{max}} = 1,5 \text{ \AA}$, а средняя по спектру поляризующая эффективность не хуже 95%.

Таким образом, полученные результаты показывают перспективность зеркального метода поляризации тепловых нейтронов с длиной волны $\lambda \geq 1 \text{ \AA}$. НейтронОВОДы-поляризаторы, рассчитанные и созданные в ЛИЯФ АН СССР, позволяют получить высокие потоки поляризованных тепловых нейтронов в широком интервале длин волн. Полученные результаты позволяют надеяться, что новый исследовательский реактор ПИК, строительство которого в настоящее время ведется в г. Гатчине, будет оснащен высокоэффективными поляризующими нейтронОВОДными устройствами.



Расчетная зависимость интегрального потока $\Phi_{\text{вых}}$ на выходе поляризующего нейтронвода длиной $L = 3,78 \text{ м}$ от ширины нейтронвода a в плоскости изгиба при различном среднем угловом отклонении отражающих стенок от идеального изгиба по окружности.

Список литературы

1. Э.А. Коломенский и др. - Ядерная физика, 1977, т.25, с.233.
2. А.И. Окороков и др. - Phys. Lett., 1978, V65A, N1, p.60.
3. А.И. Окороков и др. - Nuclear Instruments and methods, 1977, V157, p.487.
4. Б.П. Топерверг и др. - Phys. Lett., 1979, V71A, p.289.
5. В.В. Рунов и др. - Препринт ЛЯФ-507, Л., 1979.
6. Н.В. Боровикова и др. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, вып.8, с.527.
7. А.К. Петухов и др. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, вып.7, с.470.
8. Г.М. Драбкин и др. - ЖЭТФ, 1975, т.69, вып.12, с.1916.
9. Г.М. Драбкин и др. - Препринт ЛЯФ - 183, Ленинград, 1975.
10. Г.М. Драбкин и др. - Nuclear Instruments and methods, 1976, V133, p.453.
11. А.П. Булкин, В.Я. Кезерашвили, В.А. Кудряшев и др. - Препринт ЛЯФ-505, Л., 1979.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗЕРКАЛЬНЫХ НЕЙТРОНОВОДОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ
 ИЗ СТЕКЛА ТИПА FLOAT
 В.В.Корнилов, В.М.Назаров, В.П.Сысоев, В.П.Шамчук
 (ОИЯИ)

В докладе обсуждаются требования к качеству поверхностей стекол, используемых для зеркальных нейтроноводов. Качество поверхностей стекол типа FLOAT определялось экспериментально по коэффициенту полного отражения и индикатрисам рассеяния нейтронов при отражении. Изготовленные из этих стекол нейтроноводы были испытаны на пучках ИБР-30. Приводятся полученные характеристики в виде спектров нейтронов и коэффициентов пропускания.

The requirements one sets for the surface of glass the mirror neutron guides made from are discussed. The quality of the surface of glass of the "float" type was determined experimentally by measuring the coefficient of total reflection and the indicatris of neutron scattering after reflection. A test of the neutron guides from that glass was performed on IBR-30 beams. Neutron spectra and transmission coefficients obtained are given.

В современных исследовательских реакторах для вывода тепловых и холодных нейтронов применяются зеркальные нейтроноводы (ЗН) [1,2,3], основанные на использовании явления полного отражения. В трубке с любым сечением, облучаемой в торец нейтронами, часть из них будет распространяться внутри трубки, испытывая множество отражений под углами, меньшими $\Theta_k = \lambda \left(\frac{N\sigma}{\pi} \right)^{1/2}$, где λ - длина волны нейтрона; N - число ядер в единице объема; σ - амплитуда когерентного рассеяния. Поток нейтронов на выходе прямоугольной трубки можно представить в следующем виде: $F_0(\lambda, L, \varphi) = \Phi_0(\lambda, L) T_0(\lambda, \varphi) T_0(\lambda)$. (I)
 Здесь $\Phi_0(\lambda, L)$ - поток нейтронов на выходе прямой трубки с идеальной поверхностью на расстоянии L от ее входа до квадратного замедлителя со стороной A (см. правые вставки на рис.3); $T_0(\lambda, \varphi)$ - коэффициент пропускания трубки при ее искривлении по радиусу φ ; $T(\lambda)$ - коэффициент пропускания, определяемый потерями нейтронов при их отражении от реальных поверхностей. В случаях, когда $L=0$ или $A \gg 2\Theta_k L$, $\Phi_0(\lambda) = 4J(\lambda)\Theta_k^2(\lambda)$, где $J(\lambda)$ - поток нейтронов на поверхности

замедлителя ($\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$). Очевидно, что если $L > 0$ и $A \leq 2\theta_k L$, то поток нейтронов на выходе трубки будет зависеть от L . Карлайл и др. [3] показали, что его можно оценить по формуле

$$\Phi_0(\lambda, L) = \Phi_0(\lambda) \left[1 - \left\{ L\theta_k - (A-h)/2 \right\}^2 / 2\theta_k L h \right], \quad (2)$$

$\{x\} = x$, если $x \geq 0$; $\{x\} = 0$, если $x < 0$,

где h - высота трубки ($h > a$, a - ширина трубки).

Коэффициент пропускания $T_0(\lambda, \varphi)$ можно получить в аналитическом виде только в случае, когда $h \gg a$. Для искривленного ЗН с радиусом $\rho = 2a/\theta^*$ коэффициент пропускания зависит от параметра $U = \theta_k/\theta^*$ следующим образом:

$$T_0(U) = \begin{cases} \frac{2}{3} U^2 & \text{для } U \leq 1, \\ \frac{2}{3} U^2 \left[1 - (1 - U^{-2})^{3/2} \right] & \text{для } U > 1, \end{cases} \quad (3)$$

θ^* - половина центрального угла, охватывающего дугу ЗН.

Важным параметром ЗН является коэффициент пропускания $T(\lambda)$, который определяется потерями нейтронов при их многократных отражениях от реальных поверхностей. Требования к мелким неровностям поверхностей, когда дисперсия их высот σ больше длины волны нейтрона, можно оценить по формуле, полученной М.А.Исаковичем [4], по которой коэффициент отражения $R = \exp[-(4\pi \sin \theta_k \sigma / \lambda)^2]$. В случае малых углов скольжения для никелевой поверхности ($\theta_k = 1,73 \cdot 10^{-3} \lambda$) имеем $R = 1 - 47,5 \cdot 10^{-6} \sigma^2$. Откуда можно показать, что для достижения $R = 0,98$ дисперсия высот должна быть не более 20 \AA . Влияние крупномасштабных неровностей на отражение медленных нейтронов рассмотрено А.Штейерлом [5]. Он показал, что если дисперсия углов наклона поверхностей $\alpha \leq 0,1 \theta_k$, то среднее значение потерь $\Pi \approx 2\alpha / \theta_k \sqrt{\pi}$. Так что, например, при отражении нейтронов с $\lambda = 2 \text{ \AA}$ от поверхностей с $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$ рад. 7% из них будут рассеиваться за пределы критического угла.

Потери нейтронов в ЗН из стекла типа FLOAT

Стекло FLOAT получается разливом жидкого силикатного стекла на расплавленное олово в инертной атмосфере [6]. Для выяснения пригодности этого стекла для ЗН были измерены коэффициенты полного отражения и индикатрисы рассеянных нейтронов. Исследовались два вида стекол - отечественного и чехословацкого производств. Для измерений использовался монохрома-

тический пучок нейтронов с длиной волны $1,68\text{ \AA}$. Монохроматором служил монокристалл графита в сочетании с методикой времени пролета. Монокристалл с размерами $80 \times 40 \times 5 \text{ мм}^3$ и мозаичность 2° облучался полихроматическим пучком тепловых нейтронов на 5-м канале ИБР-30 [2]. Горизонтальная угловая расходимость падающего на стекло пучка относительно его оси составляла ± 30 угловых секунд. Отраженные от стекла нейтроны регистрировались гелиевым счетчиком, установленным на 4-метровом поворотном плече. При общей пролетной базе 15-м угловое разрешение спектрометра в целом составляло ± 15 секунд. Для каждого стекла первоначально измерялись индикатрисы рассеяния (рис.1), а затем с более широкой целью регистрировались нейтроны всего отраженного пучка. Параметр α оценивался по определенной из индикатрис дисперсии углового разброса отраженных нейтронов по формуле $\sigma \approx 2\alpha \theta_m / \sqrt{\pi}$, которая была получена из функции $L(\theta)$, показывающей вероятность отражения нейтронов за пределы угла отражения θ . Результаты измерений, усредненные по нескольким образцам стекол, приведены в таблице.

Параметр	Отечественное; поверхность		Чехословацкое; поверхность		Оптическое полированное стекло
	со стороны газа	со стороны олова	со стороны газа	со стороны олова	
R	$0,95 \pm 0,03$	$0,88 \pm 0,03$	$0,98 \pm 0,02$	$0,94 \pm 0,02$	$0,98-0,99$
$\alpha \cdot 10^4$, рад	$3,1 \pm 0,5$		$1,8 \pm 0,3$		$2,0-1,0 \sqrt[3]{3,5}$

Полученные значения R и α для чехословацкого стекла сравнимы с хорошо полированным оптическим стеклом. Но в отличие от оптического стекла у стекла FLOAT наблюдается непериодическая волнистость с радиусами 200-300 метров на хорде длиной 20-40 см. Поэтому, не зная закона распределения таких волн, трудно оценить их влияние на коэффициент пропускания ЗН. Для окончательного вывода о применимости стекла FLOAT для ЗН был измерен коэффициент пропускания 3-метровой модели нейтронвода ($\alpha = 1,7 \text{ мм}$, $h = 170 \text{ мм}$) с никелевым покрытием. ЗН устанавливался вплотную к плоскому замедлителю из парафина толщиной 4,0 см. Замедлитель облучался пучком быстрых нейтронов на 10-м базе ИБР-30. Длительность импульсов быстрых нейтронов составляла 5,0 мксек. Измеренные по времени пролета спектры

нейтронов представлены на рис.2А. Коэффициент пропускания определялся следующим образом:

$$T(\lambda) = F(\lambda) / F_n(\lambda) \cdot G_T(\lambda) = \frac{G_e(\lambda)}{G_T(\lambda)}, \quad (4)$$

где $F_n(\lambda)$ - спектр прямого пучка, измеренный без ЗН; $F(\lambda)$ - полученный из измерений с ЗН спектр отраженных нейтронов; $G_T(\lambda) = 4\theta^2(\lambda)/\Omega = 1,2 \cdot 10^{-5} \lambda^2 / \Omega$ - теоретическое значение выигрыша в интенсивности нейтронов при использовании ЗН с геометрическим телесным углом Ω ; G_e - экспериментальное значение выигрыша.

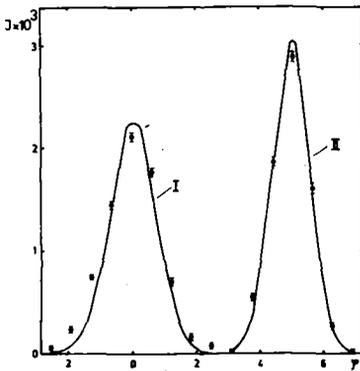


Рис.1. Индикатрисы чехословацкого стекла FLOAT с N_i пленкой толщиной 2000 Å:
I - $\theta = 4' 18''$; II - $\theta = \theta_k = 10'$; J - число отсчетов детектора; φ - угол рассеяния, мин

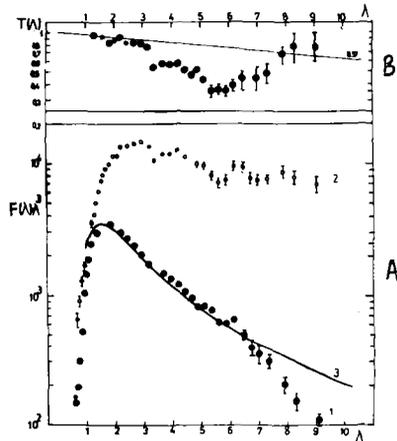


Рис.2. А - спектры нейтронов и В - $T(\lambda)$:
I - прямой пучок без ЗН; 2 - нейтроны, испытавшие отражение в ЗН; 3 - теоретический спектр при $\lambda_T = 1,5 \text{ Å}$ ($T \approx 400 \text{ К}$)

Из полученной зависимости $T(\lambda)$ (рис.2), видно, что в диапазоне длин волн от 3,5 до 8 Å пропускание нейтронвода из стекла FLOAT ниже ожидаемого исходя из параметров R и α . При такой же величине отношения a/L_0 у ЗН из полированного стекла $T(\lambda) \approx \text{Const} \approx 0,8$ [3,8]. Ввиду того что для обоих видов стекол параметры R и α почти одинаковы, наблюдаемое увеличение потерь в ЗН из стекла FLOAT может объясняться волнистостью стекла.

Характеристики ЗН из стекла FLOAT в сочетании с замедлителем в виде гребенки

На ИБР-30 ДНФ уже несколько лет используется гребенчатый замедлитель. Он обладает одним интересным свойством – в одной из плоскостей создаваемого им пучка и в любой точке его сечения общая угловая расходимость пучка модулируется пиками с меньшей угловой расходимостью. Очевидно, что от расположения щели прямоугольного ЗН относительно плоскостей гребней замедлителя будет изменяться поток нейтронов на выходе как прямого, так и изогнутого нейтронного пучка. Для количественного определения явления были измерены спектры нейтронов на выходе 3-метровой модели прямого и изогнутого нейтронного пучка с различной ориентацией щели нейтронного пучка. Нейтронный пучок устанавливался на 10-м пролетной базе. Полученные результаты для прямого ЗН в виде зависимости $G(\lambda)$ представлены на рис.3.

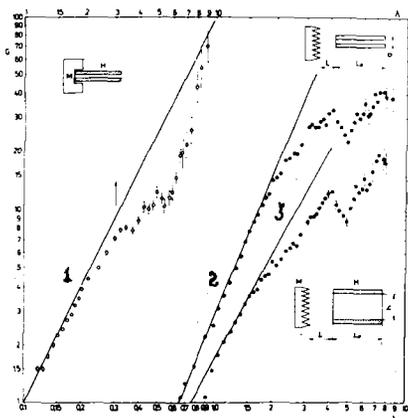


Рис.3. 1 – нейтронный пучок установлен вплотную к замедлителю, результаты получены из спектров рис.2; 2,3 – ЗН длиной $L_0 = 300$ см ($a = 1,7$, $h = 170$ мм), установлен на расстоянии $L = 10$ м от гребенчатого замедлителя с ориентациями, показанными на вставках. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости $G(\lambda)$

Из полученных зависимостей $G(\lambda)$ для гребенчатого замедлителя видно, что при расположении щели нейтронного пучка параллельно плоскостям гребней замедлителя (горизонтально в опыте)

поток нейтронов увеличивается от 2 до 3 раз. Отклонение экспериментальных точек от теоретической зависимости $G(\lambda)$ для кривой 1 объясняется потерями, а для кривых 2 и 3 как потерями, так и уменьшением светосилы системы замедлитель - нейтронород согласно уравнению (2). Решение его для $L=10$ м, $A=25$ см, $h=15$ см показывает, что $G(\lambda) \equiv k\lambda^2$ только до $\lambda \approx 3$ Å.

По измеренным спектрам нейтронов для прямого $F_p(\lambda)$ и изогнутого ($\rho=190$ м, $\lambda^*=2,46$ Å) $F_n(\lambda)$ нейтронородов была определена зависимость коэффициента пропускания $T_0(U) = F_n(\lambda)/F_p(\lambda)$, где $U = \lambda/\lambda^*$. Из представленной на рис.4 зависимости $T_0(U)$ видно, что при $U \geq 0,3$ ($\lambda \geq 0,75$ Å) экспериментальные данные неплохо согласуются с расчетными по формуле (3). Для меньших U (радиус изгиба изменялся до 100 - 80 м) всегда наблюдается увеличение коэффициента пропускания. Это явление вероятнее всего объясняется модуляцией входного пучка пиками с полушириной около 10^{-3} радиан ($\lambda \approx 0,7$ Å).

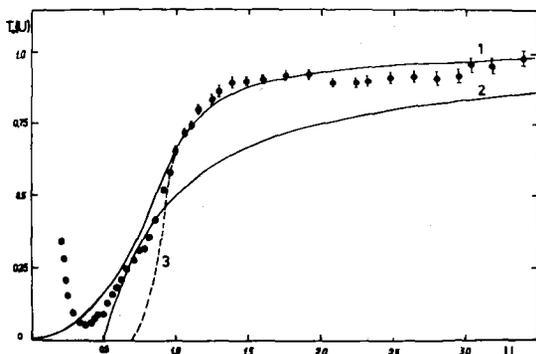


Рис.4. 1 - коэффициент пропускания $T_0(U)$ для изогнутого ЗН по формуле (3), закрытые точки - экспериментальные данные; 2 - ЗН установлен под углом θ^* относительно оси пучка; 3 - дважды изогнутый нейтронород [8]

Полученные характеристики ЗН были проверены на реальном ЗН длиной 20 м ($\rho=1900$ м, $a=2,0$ см, $h=18$ см), конструкция которого схематически представлена на рис.5. Коэффициент пропускания тоже имел минимальное значение (0,6) в районе 4-5 Å,

но, как и ожидалось, был выше, чем у 35-метровой модели (0,4).

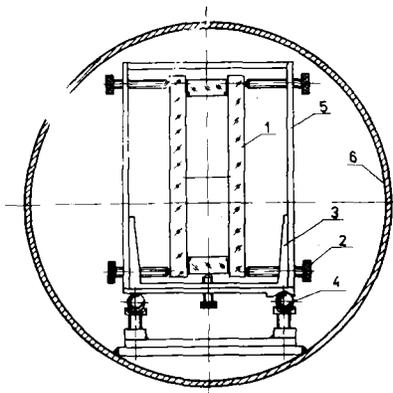


Рис.5. Сечение ЗН ИБР-2:
1 - 12-мм стекла FLOAT с
напыленной пленкой Ni, тол-
щиной 2000Å; 2 - крестовочные
винты; 3 - опора из швелле-
ров; 4 - шариковые направля-
ющие; 5 - винтовые планки;
6 - труба для создания ваку-
ума

В настоящее время ЗН из стекла FLOAT оснащаются некото-
рые спектрометры ИБР-2. Короткие 20-30-м нейтронотводы не име-
ют дополнительных вакуумных труб. Стекланные секции герметизи-
руются и заполняются гелием. Более длинные ЗН (до 80-90 мет-
ров) выполняются по схеме рис.5.

Список литературы

1. В. Alefeld et al. Neutronenleiter, JVL-294-NP, 1965 .
2. Н. Maier-Leibnitz, Symposium on Neutron Inelastic Scattering, Grenoble, 6-10 March 1972, IAEA/SM-155/F1.
3. C.J. Carlile et al. Neutron Guides on Pulsed Sources, RL-79-084, 1979 .
4. Басс Ф.Г., Фукс И.М. . Рассеяние волн на статистической неровной поверхности, Издательство "Наука", Москва, 1972.
5. A. Steyerl. Effect of Surface Roughness on the Total Reflection and Transmission of Slow Neutrons, Z. Physik, 254, 169-88, 1972 .
6. Способ изготовления листового стекла. Патент Великобритании в СССР № 283077, от 3.02.67 г., Бюлл. ОИПОТЗ, 1970, №30, с.219.
7. Ананьев В.Д. и др. ОИЯИ, 13-4395, Дубна, 1969.
8. В. Farnoux et al. Symposium on Neutron Inelastic Scattering, Copenhagen, 20-25 May 1968. IAEA/SM-104/30.

ПРИМЕНЕНИЕ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЛАВИННЫХ ДЕТЕКТОРОВ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Л.А.Вайшнене, А.И.Ильин, Г.Г.Ковшевний, А.А.Котов,
Г.Е.Солякин, В.Нойберт
(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова, ЦИЯИ АН ГДР)

Описан двойной плоскопараллельный счётчик, предназначенный для измерения полных сечений деления на интенсивных пучках протонов промежуточных энергий.

The double parallel plate avalanche counter was used for absolute cross-section measurements of moderate energy proton fission.

Процесс деления ядер является одним из основных каналов распада возбуждённых ядерных состояний, образующихся в результате взаимодействия протонов средних и высоких энергий с ядрами. Однако даже в случае тяжёлых ядер-мишеней, когда продукты хорошо отделены по своим массовым и энергетическим характеристикам от продуктов фрагментации и продуктов глубокого отщепления, значения полных сечений, полученные различными методами ¹, отличаются друг от друга на величины, значительно превышающие уровни приводимых ошибок. Такая ситуация связана главным образом с надёжностью выделения делительных событий на фоне продуктов других ядерных реакций и точностью определения полного числа актов деления в мишени, а, в конечном счёте, зависит от метода регистрации осколков.

В работе ² был предложен метод измерения полных сечений деления ядер, основанный на применении полупроводниковых детекторов в 4π -геометрии, в котором, наряду с фактом регистрации совпадений осколков, измерялись их кинетические энергии. Однако предложенный метод не позволяет измерять сечения деления ядер с малыми значениями делимостей из-за большой величины фоновых событий, связанных с большой толщиной кремниевых детекторов (10^{21} яд/см²), по сравнению с толщиной иссле-

дуемой мишени и наличием на поверхности детектора золотого слоя толщиной 30 - 40 мкг/см² (10¹⁷ яд/см²), сечение деления которого составляет 70 мбарн.

Таким образом, проблема измерения полных сечений процесса деления требует разработки надёжных и эффективных методов выделения и регистрации осколков деления. По мнению авторов, можно сформулировать следующие основные требования, которым должен удовлетворять такой метод:

1. Эффективно отделять осколки деления от продуктов других ядерных реакций.
2. Обладать высокой геометрической эффективностью регистрации.

При этом детекторы, регистрирующие осколки, должны быть:

- 1) нечувствительными к γ -квантам, нейтронам и протонам, т.е. частицам, вызывающим деление;
- 2) стойкими к радиационным повреждениям.

В данной работе описан метод измерения полных сечений деления ядер на основе плоскопараллельных лавинных детекторов, удовлетворяющих, по мнению авторов, всем вышеперечисленным требованиям. Этот метод является развитием предложенного в работе [2] метода, основанного на регистрации осколков деления полупроводниковыми детекторами в 4 π -геометрии.

Измерение полного сечения процесса деления ядер протонами сводится к определению следующих величин: 1) N_0 - числа делительных событий; 2) N_p - числа протонов, прошедших через мишень и 3) $N_{яд}$ - числа ядер в мишени, приходящихся на 1 см². Сечение деления определяется по формуле

$$\sigma_f = \frac{N_0}{N_p - N_{яд} \cdot \Omega_0}, \quad (I)$$

где Ω_0 - телесный угол регистрации осколков.

Основная идея использованного в данной работе метода состоит в применении плоскопараллельных лавинных счётчиков (ППЛС), принцип работы которых достаточно хорошо описан в работе [3].

Схема установки для регистрации осколков деления изображена на рис. I.

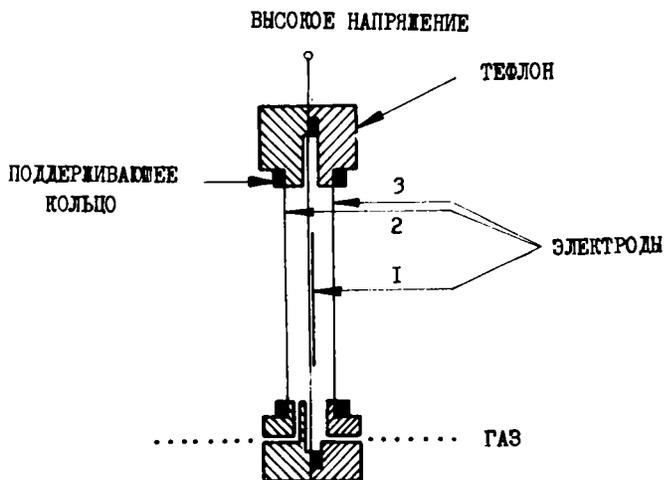


Рис. I. Схема двойного плоскопараллельного лавинного детектора

Детектор для регистрации осколков деления представлял собой двойной плоскопараллельный счётчик, состоящий из двух газовых промежутков, образованных тремя параллельными электродами I, 2, 3, один из которых, расположенный в центре, являлся общим. На центральный электрод I подавалось высокое напряжение, с двух других 2 и 3 снимались сигналы.

Электрод I представлял собой тонкую никелевую плёнку толщиной $(70-90) \text{ мкг/см}^2$, наклеенную на кольцо из нержавеющей стали диаметром 50 мм с помощью поливинилацетатного клея. На всю площадь никелевой плёнки методом термического распыления в вакууме наносилась мишень из исследуемого материала. Толщины мишеней $(500-1000) \text{ мкг/см}^2$ обычно определялись взвешиванием, либо, в случае тонких мишеней $(< 500 \text{ мкг/см}^2)$, методом измерения энергетических потерь α -частиц в веществе.

В качестве собирающих электродов 2, 3 применялись алюминизированные майларовые плёнки толщиной $(1-3) \text{ мкг/см}^2$, наклеенные на кольца из нержавеющей стали диаметром 35 мм. Расстояние d между электродами I и электродами 2-3 составляло 2 мм.

В качестве рабочего газа применялись насыщенные пары n -

гептана (C_7H_{16}) при давлении 6–15 тор. Пучок протонов диаметром 1 см проходил через центр счётчика, вызывая в мишени реакцию деления. Осколки деления, вылетающие в противоположных направлениях, регистрировались двумя газовыми промежутками. Блок-схема электронной аппаратуры изображена на рис.2.

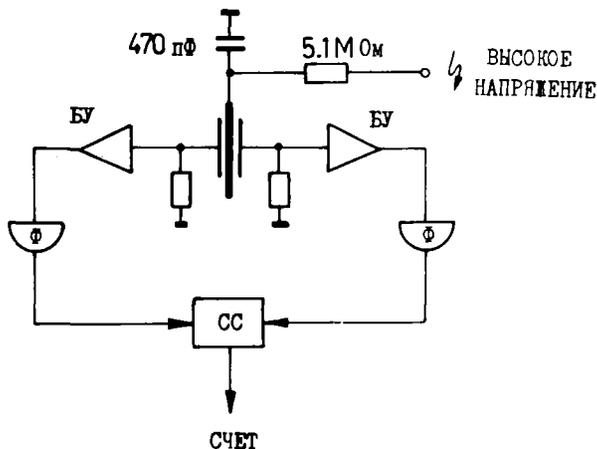


Рис.2. Блок-схема электронной аппаратуры:
 БУ - быстрые усилители; Ф - формирователи,
 СС - схема совпадений

Быстрые компоненты сигналов после усиления быстрыми усилителями (БУ) с собственной переходной характеристикой $\tau_{\text{фр}} = 7$ нс поступали на входы формирователей (Ф) и затем на схему совпадений (СС). Разрешающее время схемы совпадений равнялось 50 нс. Эффективность регистрации осколков для обоих газовых промежутков была измерена с помощью спонтанноделящегося источника ^{252}Cf .

Описанный выше метод был опробован на пучке протонов с энергией 1 ГэВ. В качестве мишени использовался ^{209}Bi толщиной 1000 мкг/см^2 , нанесенный на никелевую подложку толщиной 70 мкг/см^2 . Двойной лавинный счётчик располагался на оси протонного пучка. Интенсивность протонного пучка определялась с помощью мониторинговой реакции $^{27}\text{Al} (p, 3p n) ^{24}\text{Na}$ и составляла $10^9 - 10^{10}$ протонов в секунду.

Для определения числа делительных событий в мишени ^{209}Bi снималась зависимость скорости счёта совпадений между двумя регистрирующими промежутками счётчика от приложенного напряжения. В области $U_{\text{AK}} = 400-460 \text{ В}$ имеется слабая зависимость скорости счёта от величины приложенного напряжения ("плато"), свидетельствующая о полной регистрации парных осколков деления. Небольшой наклон "плато" связан с регистрацией фоновых событий, возникающих в подложке мишени. Для количественной оценки фоновых событий был поставлен эксперимент, в котором в качестве мишени был использован никель. Истинное число делительных событий ^{209}Bi определялось вычитанием числа фоновых событий на N_1 из полного числа событий на ^{209}Bi . Для определения сечения деления ^{209}Bi число делительных событий определялось при напряжении $U_{\text{AK}} = 430 \text{ В}$, соответствующем середине "плато". При этом погрешность измерения числа делительных событий определялась наклоном характеристики в области "плато" и составляла 3%. Сечение деления ^{209}Bi определено по формуле (I) и получено $\sigma_f = (180 \pm 9) \text{ мб}$. Отличие телесного угла регистрации осколков от 4π определяется толщиной мишени и пробеговыми характеристиками осколков и составляло 3% от 4π .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Brandt et al. Preprint GERN 71-2, Geneva, 1971.
2. Л.Н. Андроненко и др. Ядерная физика, 24, 671, 1976.
3. H. Stelzer. Nucl. Instr. Meth., 133, 4099, 1976.

ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ БОЛЕЕ 10 МэВ
А.В.Андреев, И.В.Волобуев, В.В.Голубчиков,
Б.В.Гранаткин, А.И.Исаков
(ФИАН, ГИРЕДМЕТ)

Разработан и исследован детектор для измерения 14,1-МэВ нейтронов из плазменного фокуса по активации кислорода пластмассового сцинтиллятора.

Detector for measurement of 14,1 MeV neutrons with oxygen activation of plastic scintillators on plasma focus device has been constructed and investigated.

Для регистрации методом наведенной активности нейтронов от D-T-реакции, генерируемых за один импульс из установок типа „плазменный фокус“, авторы данной работы в 1968г. [1,2] предложили использовать детектор с сцинтиллятором, содержащим кислород. Независимо указанный метод регистрации нейтронов сцинтиллятором на основе диоксана предложен в работе [3]. В качестве материала сцинтиллятора нами было предложено использовать кислородсодержащую пластмассу на основе полиметилметакрилата $(C_5H_8O_2)_n$, разработанную Харьковским институтом монокристаллов [4]. Сцинтиллятор обладает достаточно высоким световыходом и повышенной прозрачностью в области спектральной чувствительности фотоумножителей [5].

В результате облучения детектора потоком нейтронов с энергией 14,1 МэВ в нем возникают радиоактивные ядра изотопа ^{16}N , образующиеся по реакции $^{16}O(n,p)^{16}N$. Сечение активации кислорода 41 мбарн. Период полураспада изотопа 7,11с. При распаде испускаются электроны с энергией 10,4 и 4,27 МэВ (76%) и гамма-кванты с энергией 7,12 (5%) и 6,13 МэВ (69%). Аномально высокая энергия электронов, гамма-квантов, а также порога активации кислорода (10,2 МэВ) способствуют уменьшению влияния внешнего фонового излучения. Элементный состав детектора практически исключает возникновение фоновых активностей внутри детектора.

Сцинтиллятор детектора имеет размеры: диаметр – 14 см, высота 10,1 см. Сцинтиллятор находится в оптическом контакте с фотоумножителем ФЭУ-49Б. Сигналы с фотоумножителя подавались на одноканальный дискриминатор и далее на пересчетный прибор или многоканальный анализатор. Фон гамма-излучения от

внешних источников, таких, как активированные бетонные стены и воздух измерительного зала, исключается установкой соответствующего уровня запираания электронной аппаратуры. Фон от бета-частиц от внешних источников излучения исключается вследствие поглощения электронов в стенках светонепроницаемого кожуха детектора, изготовленного из оргстекла.

Калибровку детектора проводили на генераторе I4, I-МэВ нейтронов при наличии большого фона из-за активации стен зала. Поток нейтронов варьировали во время измерения от 10^9 до $3 \cdot 10^{10}$ нейтронов/с. В указанном диапазоне изменения потока имела место линейная зависимость между количеством зарегистрированных импульсов (с учетом фона) и величиной нейтронного потока, измеряемого монитором. Расстояние $R = 2,29$ м между детектором и мишенью определялось допустимым уровнем загрузки фотоумножителя детектора. Расстояние до ближайшей стены зала не превышало 40 см. Детектор располагался таким образом, чтобы его ось симметрии находилась в плоскости мишени генератора.

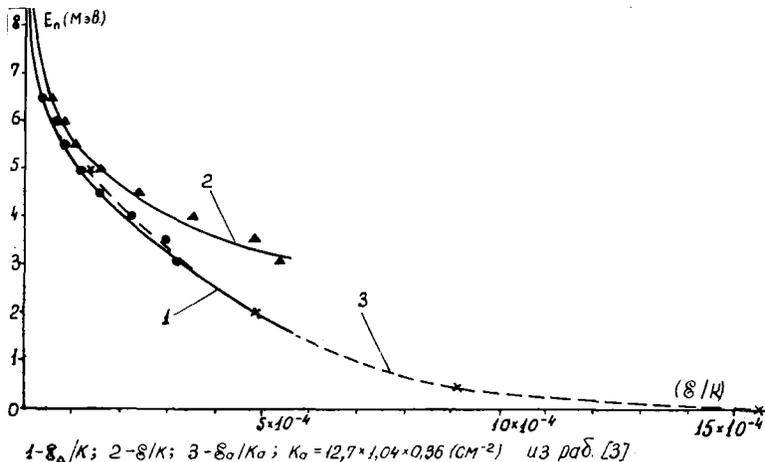
После облучения детектора, длившегося $t_1 = 15$ с, измерение наведенной активности проводили три раза, каждый раз в течение времени $t_2 = 18$ с через интервалы времени $t_3 = 10; 67$ и 115 с, отсчитываемые от момента окончания облучения. Первое из этих измерений использовалось для расчета эффективности детектора, остальные — для оценки и учета активации, наведенной I4, I-МэВ нейтронами в конструкционных материалах детектора и материалах, находящихся поблизости от него.

Чтобы измерить поток гамма-квантов от активированных бетонных стен и воздуха зала, детектор затеняли от прямого пучка нейтронов конусом из парафина длиной 1 метр, перекрывавшим телесный угол между мишенью и детектором. Измерения с конусом из парафина, расположенным вблизи мишени, и в отсутствие парафина проводили в одинаковых условиях, контролируемых монитором. Разность Δ измеренных потоков входила в расчет эффективности детектора ϵ . Обозначим: T — время релаксации наведенной активности в сцинтилляторе детектора; J — нейтроны/с (поток нейтронов); S — площадь облучаемой поверхности сцинтиллятора, тогда

$$\epsilon_{\Delta} = \Delta 4\pi R^2 / SJT [1 - \exp(-t_1/T)] [1 - \exp(-t_2/T)] \exp(-t_3/T).$$

ε_{Δ} $\times 10^4$	ε $\times 10^4$	ε_{σ}/I $\times 10^4$	Порог E (МэВ)
I,5	I,7		6,5
2,2	2,6		6,5
3,5	3,0		6,5
4,1	5,5	6,0	6,5
5,7	8,9		6,5
8,2	13,1		6,5
II,0	17,9		6,5
II,5	19,6		6,5
		22,9	6,5
		48,4	6,5
		74,0	6,5
57,4	57,4		0,4
			0

В представленной табл. в первом столбце приведены измеренные значения эффективности детектора ε_{Δ} в зависимости от порога регистрации, выраженного в МэВ энергии электронов. Градуировку уровней ограничения регистрирующей аппаратуры проводили с помощью радиоактивных изотопов: ^{60}Co , ^{24}Y , ^{27}S , ^{16}N . Во втором столбце табл. приведены значения ε , определенные без учета фона от активированных стен и воздуха помещения. Ошибка в измеренных значениях эффективности не превышает 12% и определяется главным образом 10%-ной точностью калибровки монитора.



На рис. представлены графики зависимости отношения ε/K от порога регистрации E , где $t \times \beta \times 0,32 = K = 5,72$ см⁻²

вес кислорода, приходящийся на 1 см² сцинтиллятора; $t, \beta, 0, 32$ — соответственно длина, плотность, весовая доля кислорода сцинтиллятора; значение δ/K при нулевом пороге рассчитано для сечения активации кислорода 41 мбарн, соответствующего энергии нейтронов 14,1 МэВ. На графике представлены также результаты калибровки детектора со сцинтиллятором на основе диоксана ($C_4H_8O_2$), взятые из работы [3].

Из рассмотрения табл. и графика видно, что результаты калибровки нашего детектора в пределах ошибок измерения (12%) совпадают с результатами работы [3].

Из рассмотрения графика и табл. также следует, что даже в наших условиях, весьма неблагоприятных для измерений (вблизи бетонных стен зала), искажение измеренных значений эффективности детектора, вносимое гамма-фоном от внешних источников излучения, уменьшается с увеличением порога регистрации. При пороге 5 МэВ это искажение не превышает 25%, а при пороге 6,5 МэВ внешний фон составляет только 10% от общего числа зарегистрированных импульсов. Время релаксации, наведенной в детекторе активности, измеренное при уровне записи 6,0 МэВ, соответствует периоду полураспада ^{16}N , равному 7,11с. Приведенные цифры свидетельствуют, что точность определения нейтронного потока нашим детектором при уровнях записи выше 5 МэВ мало зависит от относительного местоположения детектор-источник.

Минимальную величину активности $N_{мин}$, которая может быть измерена с относительной среднеквадратичной погрешностью 30% при данном уровне фона $N_{ф}$, определили, используя критерий Кюри [6]: $N_{мин} = 2,71 + 4,65 \sqrt{N_{ф}}$. В наших условиях измерения при пороге 5 МэВ уровень фона $N_{ф} = 200$ импульсам за время измерения $t = T = 10,3$ с. Используя данные табл., легко подсчитать, что при расстоянии детектор-мишень $R = 20$ см потребуется $\sim 10^7$ нейтронов за вспышку, чтобы получить 30%-ную точность измерения нейтронного потока. С увеличением нейтронного выхода точность его измерения растет и может быть доведена до нескольких процентов. Верхний предел измерения нейтронного выхода детектором определяется допустимым уровнем загрузки фотомножителя, не превышающим $2 \cdot 10^4$ импульсов/с. При надлежащем удалении детектора от мишени и увеличении времени остывания после облучения он может быть доведен до 10^{12} нейтронов за вспышку. Фиксация наличия выхода 14,1 МэВ нейтронов

из плазменных источников может осуществляться начиная с 10^6 нейтронов/всп.

В настоящее время наиболее распространенным методом регистрации нейтронов из импульсных плазменных источников является метод активации серебра. Представленный в данной работе детектор имеет чувствительность к I_4, I -МэВ нейтронам, на порядок меньшую, чем близкий к всеволновому активационный счетчик с серебром. Однако он является хорошим дополнением к существующим всеволновым методам измерения нейтронных потоков, так как позволяет выделить и прецизионно измерить I_4, I -МэВ линию в двухлинейном спектре нейтронов от D-T-реакции из импульсных плазменных установок для исследования термоядерного синтеза типа "плазменный фокус".

Список литературы

1. А.В.Андреев и др. — В сб. Ядерно-физические методы анализа вещества. М. Атомиздат, 1971, с. 100.
2. И.В.Волобуев, Б.В.Гранаткин. Препринт ФИАН, 1975, № 143.
3. R.H.Howell, — *Nucl. Inst. and Meth.*, 148, 39 (1978).
4. О.А.Гундер и др. Авт. свид. № 203229, Бюл. изобр. № 27, 1969.
5. О.А.Гундер и др. ПТЭ, 1969, № 3, с. 66.
6. J.A.Currie, — *Analyt. Chem.*, 40, 586 (1968).

МЕДЛЕННЫЕ СПИНТИЛЛЯТОРЫ В МЕТОДЕ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Е. П. Кадкин, Б. В. Лешенко, Т. Шарберт
(КГУ)

При изучении спектров гамма-квантов, сопровождающих неупругое взаимодействие нейтронов, для дискриминации нейтронного фона применена техника времени пролета. При использовании детектора NaI и импульсного нейтронного генератора получено временное разрешение около 5 нс.

In studying gamma rays spectra accompanying neutron nonelastic scattering, time of flight technique was used to discriminate neutrons and time dependent background. The NaI detector was used. Timing resolution was about 5 ns using the neutron generator as a pulsed source.

Изучение спектров гамма-квантов, возникающих при неупругом рассеянии нейтронов, затруднено из-за большой чувствительности детекторов к нейтронам. Эффективное разделение сигналов от гамма-квантов и нейтронов можно осуществить методом времени пролета, используя тот факт, что нейтроны и соответствующие им гамма-кванты из рассеивателя регистрируются в детекторе в разное время. При этом заметно снижается также и коррелированный во времени фон от нейтронов (захват, неупругое рассеяние) и гамма-квантов, рассеянных в экспериментальном зале.

Реализация указанного метода сопряжена с трудностью временной привязки к сигналам детекторов гамма-квантов (полупроводниковых детекторов, медленных спинтилляторов). При плохой временной привязке надежного разделения можно вообще не получить или потребуется большая пролетная база, что существенно снижает эффективность регистрации.

Для регистрации гамма-квантов в нашей работе использовались спинтилляционные датчики с кристаллами NaI и фотоумножителем ФЭУ-49. Временная привязка осуществлялась к спектрометрическому сигналу. Для уменьшения временного разброса привязка осу-

щественно к постоянной части заднего фронта импульса, как это делалось в работе [1]. Таким образом, при поступлении на вход электронной схемы спектрометрического сигнала она на выходе выдает аналоговые сигналы прямоугольной формы для амплитудного анализа, а также логические импульсы для временной привязки.

Для определения временных характеристик детектора регистрировался временной спектр прямого пучка нейтронов с энергией 14 МэВ и гамма-квантов, возникающих в мишени в результате неупругого рассеяния нейтронов. Детектор находился на расстоянии 7,5 м от мишени. Источник нейтронов работал в импульсном режиме с длительностью импульса около 1 нс. Частота повторения импульсов 7,3 МГц.

Времяпролетный спектр с использованием медленного сцинтиллятора NaI с размерами 150 мм x 100 мм показал, что в этом случае полуширина гамма-пика не превышает 5 нс. Аналогичные результаты получены с кристаллом 100 мм x 100 мм. Выделив при помощи дифференциального дискриминатора этот пик, можно управлять регистрацией спектра гамма-квантов в многоканальном анализаторе при надежном подавлении импульсов от нейтронов с энергией 14 МэВ и меньше при расстоянии от рассеивателя до детектора больше 0,5 м.

Литература

1. Т.Лакатош, Д.Матэ. Труды VI Международного симпозиума по ядерной электронике, 1971, Варшава.

СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
И УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОТОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ, ВОЗ-
НИКАЮЩИХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14,1 МэВ

Л.И.Ключкова, Б.С.Ковригин, В.Н.Курицын
(ЛТИ им. Ленсовета)

Для измерения энергетических спектров и угловых распределений протонов из реакций (n,p) и (n,np) на нейтронах с энергией 14,1 МэВ создан спектрометр, включающий в себя телескоп счетчиков и электронную аппаратуру. Для идентификации заряженных частиц и уменьшения фона спектрометра применялся анализ $(E, \Delta E)$.

A spectrometer (counter telescope and electronics) was constructed for measuring energy spectra and angular distributions of the protons emitted from the (n,p) and (n,np) reactions at 14.1 MeV neutrons. $(E, \Delta E)$ analysis was used for identification of charge particles and reduction of spectrometer background.

Среди существующих способов изучения ядерных реакций типа (n,z) , возникающих под действием быстрых нейтронов, наибольшими возможностями обладает методика телескопа счетчиков. На этой основе создан спектрометр заряженных частиц, включающий в себя телескоп счетчиков и электронную аппаратуру.

I. Функциональная схема. Функциональная схема спектрометра приведена на рис.1. Источником нейтронов энергией 14,1 МэВ, получаемых по реакции ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$, является нейтронный генератор НГ-200.

Заряженные частицы, возникающие в результате взаимодействия нейтронов с ядрами исследуемой мишени, регистрируются телескопом, состоящим из газовых пропорциональных счетчиков С1 и С2 и полупроводникового детектора С3. Счетчик С1 служит для выделения направления регистрируемых частиц из мишени, счетчик С2 и детектор С3 используются соответственно для измерения потери энергии ΔE на фиксированной части пробега и остаточной энергии E заряженной частицы. Импульсы со счетчиков и детектора усиливаются предусилителями ПУ, усилителями У и после дис-

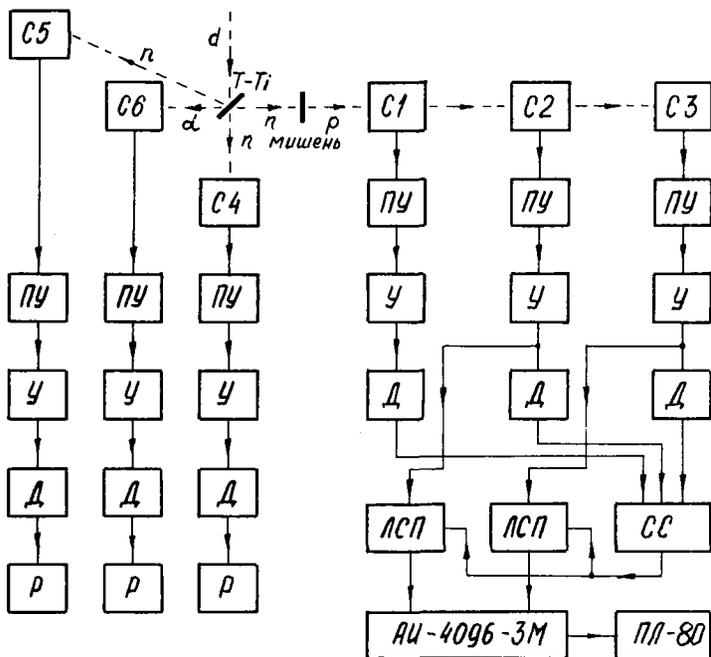


Рис.1. Функциональная схема спектрометра

кристаллов D направляются на схему совпадений CC . Сигналы от счетчика $C2$ и детектора $C3$ после прохождения линейных схем пропускания $ЛСП$, управляемых выходным импульсом схемы совпадений, поступают на многоканальный анализатор $АИ-4096-3М$, включенный в режим амплитудно-амплитудного анализа.

Абсолютное измерение нейтронного потока осуществляется методом счета сопутствующих альфа-частиц, которые регистрируются сцинтилляционным детектором $C6$. Диаметр диафрагмы перед кристаллом иодистого цезия и расстояние от диафрагмы до тритиевой мишени составляют соответственно $1,64$ мм и $39,4$ см. При этих условиях эффективность альфа-детектора как средства измерения нейтронного потока равна $1,08 \cdot 10^{-6}$. Относительное измерение потока нейтронов производится всеволновым счетчиком $C4$ и отдельным полупроводниковым детектором $C5$,

удаленными от источника нейтронов на расстояния соответственно 5 и 1 м.

Электронная часть всех мониторов нейтронного потока построена по единой блок-схеме; сигнал с детектора проходит последовательно ПУ, У, Д и поступает на регистратор Р (интенсиметр или пересчетный прибор).

2. Конструкция телескопа и параметры спектрометра. Используемый телескоп счетчиков представляет собой модификацию прибора, описанного в [1]. В телескопе в рабочее положение могут последовательно устанавливаться исследуемая мишень, тонкая и толстая полиэтиленовые мишени. Исследуемая мишень имеет поверхностную плотность $10+15 \text{ мг/см}^2$, что обеспечивает приемлемые энергетическое разрешение и выход протонов. Тонкая полиэтиленовая мишень ($7,45 \text{ мг/см}^2$) используется для определения сечения исследуемой реакции относительно сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах водорода. Толстая полиэтиленовая мишень (370 мг/см^2), дающая сплошной спектр протонов, служит для выделения области (фокуса) протонов в плоскости $(E, \Delta E)$. Измерение фона производится без мишени.

Для измерения угловых распределений телескоп может вращаться вокруг вертикальной оси, перекрывая диапазон изменения угла θ между направлением выделенного пучка нейтронов и осью телескопа от 0 до 140° .

Основные размеры телескопа: расстояния от источника нейтронов до мишени 12 см, от мишени до Е-детектора 24 см; исследуемая мишень имеет диаметр 3 см, тонкая и толстая полиэтиленовые 2 см. При установке телескопа под углом $\theta = 0^\circ$ средний угол регистрации частиц равен 6° ; начиная с $\theta = 15^\circ$ угол регистрации практически совпадает с углом установки телескопа.

Спектры протонов из реакций (n,p) и (n,np) с максимальной энергией до 15 МэВ измеряются с помощью кремниевого литий-дрейфового полупроводникового детектора с глубокой чувствительной областью 1,5 мм и площадью 3 см^2 . Энергетическая калибровка спектрометра осуществляется по спектру продуктов взаимодействия нейтронов энергии 14,1 МэВ с ядрами кремния полупроводникового детектора. Энергетическое разрешение спектрометра при энергии 14 МэВ, определенное по протонам отдачи из тонкой полиэтиленовой мишени, равно

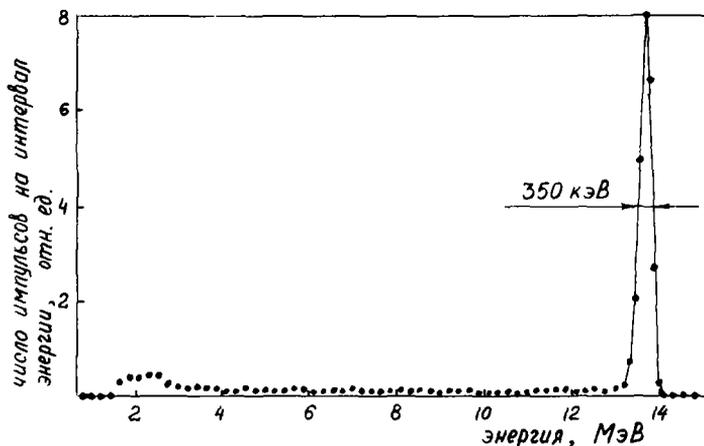


Рис.2. Энергетический спектр протонов отдачи $\theta = 0^\circ$. Шкала энергии дана без учета потери энергии протонов в газе

350 кэВ (рис.2). Угловое разрешение телескопа в диапазоне $0 - 140^\circ$ меняется в пределах $7 - 10^\circ$.

Телескоп наполнен смесью аргона и углекислого газа под давлением 10,7 кПа (80 мм рт. ст.); примесь углекислого газа составляет 20% (по давлению). При таком давлении протоны энергии 14,1 МэВ на участке от мишени до Е-детектора теряют в газе в среднем 113 кэВ, что обеспечивает надежное отделение сигналов в счетчике С2 от импульсов шума. Энергия протонов полного поглощения на этом участке равна 1,13 МэВ. Энергетический порог спектрометра (без учета потери энергии в мишени) составляет 3 МэВ, что складывается из потери энергии в газе (1,13 МэВ) и уровня дискриминации в канале Е (1,75 - 2 МэВ). Этот уровень определяется резким возрастанием фона при энергиях, меньших 2 МэВ (рис.3).

3. Фон спектрометра. Основное подавление фона спектрометра осуществляется электронными методами: использованием режима совпадений (разрешающее время 1 мкс) и двумерного анализа сигналов Е и ΔE . На рис.3 приведены энергетические спектры фона для разных углов установки телескопа. Экспериментальные данные приведены к сечениям в

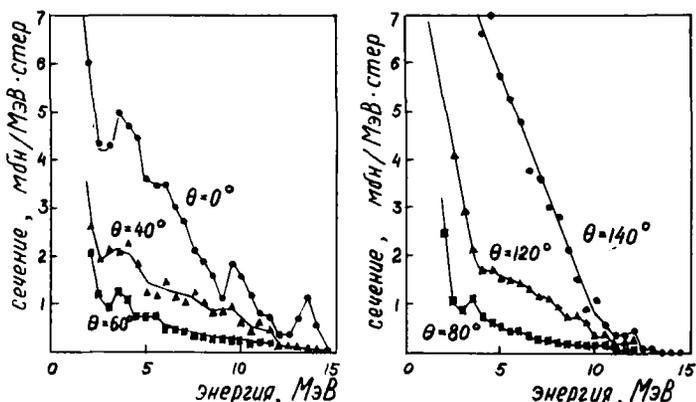


Рис.3. Энергетические спектры фона при $\theta = 0, 40, 60, 80, 120$ и 140° . Шкала энергии дана без учета потери энергии частицы в газе

предположении, что фон вызван некоторой условной мишенью из вещества с атомной массой 50 г/моль и массой 100 мг. Из рисунка видно, что при углах $60 - 80^\circ$ фон имеет наименьшее значение. Фон спектрометра измерен с использованием "теневого" защиты из меди при потоке 10^9 нейтр./с на 4г.

Накопленная в процессе эксперимента информация выводится из анализатора АИ-4096-3м на перфоленду и обрабатывается на ЭВМ М-222 по программе [2].

Список литературы

1. L.G.Кюо, м.Petravic, В.Turko.- Nucl. Instr. and Meth., 1961, v.10, p.53.
2. В.А.Шибяев, Б.С.Ковригин, В.Н.Курицын, Н.С.Лаврова - В кн: Тезисы докладов XXX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград, Наука, с. 432.

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ СПЕКТРОВ РЕАКЦИЙ (n, n') И $(n, 2n)$

Л. Г. Дроздецкий

(ЛТИ им. Ленсовета)

Описан метод измерения эффективной доли коллимированного конуса ДТ-нейтронов, участвующей в реакциях (n, n') и $(n, 2n)$, при исследовании этих реакций с помощью времяпролетного спектрометра с электронной коллимацией по сопутствующим λ -частицам. Предложен способ снижения фона случайных совпадений введением канала антисовпадений.

The method of measuring DT-neutrons collimated cone effective part involved into (n, n') and $(n, 2n)$ -reactions when the said reactions are investigated by means of time-of-flight spectrometer with accompanying λ -particles electronic collimation is described. The way of lowering accidental coincidences background by introduction of anti-coincidence channel is suggested.

Нахождение дважды дифференциальных сечений реакций (n, n') и $(n, 2n)$, вызываемых нейтронами с энергией 14,6 мэв, с помощью времяпролетного спектрометра с электронной коллимацией по сопутствующим λ -частицам требует определения интегрального потока первичных нейтронов и функции его распределения в коллимированном конусе нейтронов. Корректное измерение этих величин сопряжено со значительными трудностями. На рис. I представлено распределение нейтронов в пучке, полученное путем измерения dn -совпадений с использованием в качестве детектора нейтронов пластического сцинтиллятора диаметром 7 мм и высотой 8 мм.

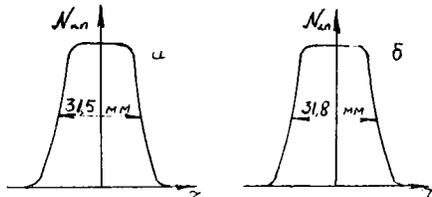


Рис. I. Распределение нейтронов в конусе на расстоянии от тритиевой мишени $\bar{z} = 40$ см; а - по горизонтали, б - по вертикали.

Как видно из рисунка, пучок нейтронов неоднороден по плотности и имеет довольно значительную область "полутени". В нейтронном пучке располагается цилиндрический образец (рассеиватель), на ядрах которого происходят указанные выше реакции. Его ось должна совпадать с осью конуса нейтронов. Если пучок полностью проходит через рассеиватель, то неоднородность профиля пучка можно не принимать во внимание и нормировку времяпролетных спектров проводить по интегральному потоку нейтронов конуса, измеряемому по числу зарегистрированных α -частиц. Однако в этом случае нужно брать рассеиватель больших размеров, что влечет за собой искажение изучаемого спектра за счет многократного рассеяния. Для уменьшения искажений целесообразно брать рассеиватель возможно малых размеров. В таком случае через рассеиватель проходит только часть первичного пучка нейтронов, которую необходимо знать. Зная распределение плотности потока в пучке и положение в нем рассеивателя, можно сделать соответствующий расчет. Однако этот расчет будет объективным только тогда, когда обеспечена коаксиальность рассеивателя в пучке. Использование оптической скамьи и луча от гелий-неонового лазера позволило исследовать вопрос о воспроизведении положения рассеивателя в конусе нейтронов, выделяемых α -детектором.

В результате исследований выявились причины, вызывающие смещение оси пучка нейтронов. Это — различие в затяжке болтов фланцевого соединения α -камеры, содержащей тритиевую мишень и α -детектор; смещение конуса нейтронов вследствие нагревания α -камеры дейтронным пучком и ее теплового расширения.

Для нейтрализации первого фактора установка α -камеры при замене тритиевой мишени всегда проводилась с использованием лазера, при этом несоосность пучка нейтронов и рассеивателя не превышала диаметра лазерного луча (1 мм). Далее, поскольку тепловой уход оси конуса нейтронов прекращался при достижении теплового равновесия (примерно через 10 мин от начала дейтронной бомбардировки) и не превышал 2 мм, повторный контроль оси пучка с помощью лазера и корректировка положения рассеивателя устраняли это смещение.

Чтобы компенсировать остаточную неточность в установке рассеивателя, или какое-либо неконтролируемое смещение, был

предложен метод измерения эффективной доли прямого пучка нейтронов, проходящей через рассеиватель.

Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах рассеивателя сопровождается γ -излучением остаточного возбужденного ядра. γ -кванты, снимающие возбуждение остаточного ядра, различаются от нейтронов временем пролета расстояния рассеиватель- α -детектор и на времяпролетном спектре образуют узкий пик $\alpha\gamma$ -совпадений. Площадь пика $\alpha\gamma$ -совпадений должна быть пропорциональна числу актов неупругого рассеяния нейтронов первичного пучка и, следовательно, потоку нейтронов, проходящему через рассеиватель.

В рабочем положении рассеиватель охватывает не весь пучок нейтронов, а только его часть, поэтому площадь пика $\alpha\gamma$ -совпадений при прочих одинаковых условиях будет меньше, чем в случае полного перекрытия рассеивателем первичного пучка нейтронов, которое имеет место при более близком расположении рассеивателя к тритиевой мишени. Отношение площадей пиков $\alpha\gamma$ -совпадений в этих двух положениях дает долю пучка нейтронов, проходящих через рассеиватель. Геометрия опыта показана на рис.2.

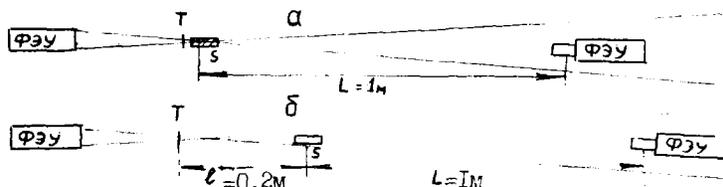


Рис.2. а - Пучок нейтронов находится в пределах рассеивателя S .

б - Рассеиватель находится в рабочем положении $l = 20\text{ см}$

Проводились измерения с рассеивателями из алюминия, хрома, железа и никеля. Установлено, что отношение площадей пиков $\alpha\gamma$ -совпадений не зависит от вещества рассеивателя и поэтому может служить характеристикой относительного положения рассеивателя и пучка первичных нейтронов. Данные по определению эффективной доли пучка первичных нейтронов, участвующих в реакции на указанных ядрах, приведены ниже.

эле- мент	N.	Fe	Al	Ge
$\frac{N_{\alpha n}}{N_{\alpha}}$	0,71	0,72	0,71	0,70

Измерение эффективной доли на одном рассеивателе выполнялось примерно за один час. Из таблицы видно, что нормировка времяпролетного спектра при этом может быть проведена с точностью не хуже 2%. Кроме статистической ошибки сюда входят погрешности, связанные с неточностью установки рассеивателя и со смещением оси конуса первичных нейтронов вследствие нагревания α -камеры пучком дейтронов.

Предложен способ улучшения нормировки времяпролетных спектров. Традиционно в методе сопутствующих частиц нормировка спектра производится на определенное число α -частиц, зарегистрированных α -датчиком. Из-за эффектов, связанных с рассеянием части нейтронов коллимированного конуса в стенке патрубка, содержащего тритиевую мишень, с регистрацией протонов реакции ${}^2_1\text{H}(d,p){}_1^3\text{H}$ и дрейфом оси нейтронного конуса,

α -детектор дает завышенное (на 10–15%) значение интегрального потока нейтронов.

Если измерение числа $\alpha\gamma$ -совпадений выполняется в присутствии рассеивателя при необходимой предварительной калибровке, исключается влияние перечисленных эффектов.

Экспериментально была проверена возможность снижения фона случайных совпадений включением в блок-схему спектрометра канала антисовпадений.

За рассеивателем на прямом пучке ставится пластический сцинтилляционный детектор нейтронов с размерами \varnothing 100 мм, $H = 200$ мм. Эффективность регистрации нейтронов таким детектором достигает 80%. Сигнал αn -совпадений подается на схему антисовпадения с сигналом, управляющим записью событий реакций (n, n') и $(n, 2n)$. При включении дополнительного канала совпадений фон снижается на 40%.

УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С НЕЙТРОНАМИ $E_0 = 14 \div 15$ МэВ

А.П.Дегтярев, Ю.Е.Козырь, Г.А.Прокопец
(КГУ)

Описан комплекс аппаратуры, предназначенный для изучения ядерных реакций типа (n, n') , $(n, 2n)$ и $(n, xn\gamma)$ под действием нейтронов с начальной энергией $E_0 = 14 \div 15$ МэВ.

The experimental setup for the studying of nuclear reactions $(n, xn\gamma)$, induced by the neutrons with the incident energy $E_0 = 14 \div 15$ MeV is described.

Описываемая установка (рис.1) реализована в лаборатории ядерной физики КГУ на базе низковольтного ускорителя непрерывного действия. Нейтроны генерируются в реакции $T(d, n)\alpha$ титан-третиевой кольцевой мишени с площадью активной поверхности ≈ 35 см²; размер пятна на мишени от падающих дейтронов равен \varnothing 4 мм. Высокочастотный источник обеспечивает ток ионов на мишень до 1 мА, что с учетом вращения мишени позволяет получать стабильный в течение длительного времени поток нейтронов интенсивностью $\approx 5 \cdot 10^9$ нейтр/с. Для выделения событий, распределенных во времени относительно момента рождения нейтрона, кремниевым поверхностно-барьерным детектором, импульс которого имел ширину по основанию порядка 30 нс, регистрировалась α -частица, возникающая одновременно с нейтроном в реакции $T(d, n)\alpha$. Это дает возможность реализовать ряд временных и смешанных методов с целью исследования спектров рассеянных нейтронов и γ -спектров из реакций типа $(n, xn\gamma)$ в многодетекторных экспериментах.

Источник нейтронов размещен в бетонном мешке с толщиной стен 1,4 м. Пучок нейтронов выводится в измерительный зал через коническое отверстие в стене с апертурой $2,4^\circ$.

В указанных экспериментах в большинстве случаев используют образцы в виде полой сферы или полого цилиндра, которые подвешиваются на стальной нити \varnothing 0,2 мм в пучке на расстоянии 0,3 м \leftarrow 2,3 м от края коллиматора. Мониторинг производится как α -детектором, так и скintилляционным детектором нейтронов, расположенным в пучке на расстоянии 7,4 м от источника. Регистрация нейтронов осуществляется скintилляционным детектором с жидким скintиллятором NE-213 в контейнере \varnothing 120 мм x 70 мм и ФЭУ-63 или системой из четырех детекторов на основе кристаллов

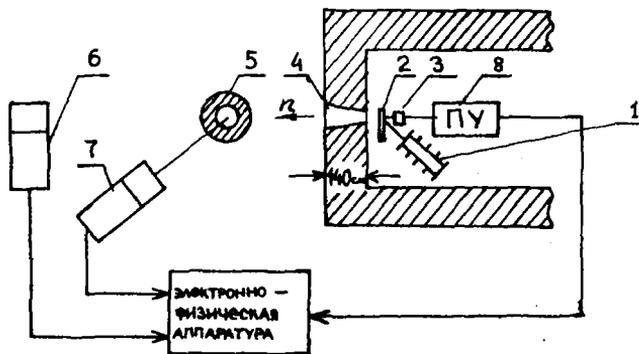


Рис.1. Установка для экспериментов с нейтронами:
 1-ускоритель; 2-титан-трифосфатная мишень; 3-кремниевый
 детектор α -частиц; 4-коллиматор; 5-образец; 6-монитор;
 7-детектор нейтронов; 8-предусилитель

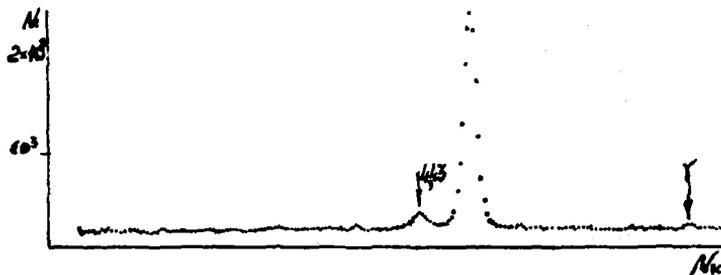


Рис.2а

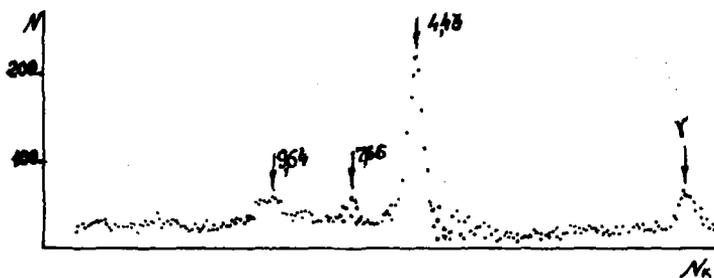


Рис.2б

стальбена \varnothing 70 мм x 70 мм и ФЭУ-36. Временное разрешение с пролетной базой 3 м составляет 1 нс/м. Геометрия эксперимента допускает возможность измерений на экстремальных углах $\theta = 5^\circ$ и $\theta = 175^\circ$ и изменение пролетной базы. Последнее обеспечивает возможность увеличения светосилы установки в экспериментах с регистрацией низкоэнергетической части спектра рассеянных нейтронов.

Измерения с γ -квантами включает использование спинтлляционных (NaJ)- и полупроводниковых ($Ge(Li)$)-детекторов. Подавление γ -фона на 96% достигается в методике быстро-медленных совпадений, которая позволяет осуществлять отбор мгновенных событий, связанных с реакциями ($n, \chi \gamma$). Возможно наблюдение как проинтегрированных по углу γ -спектров, так и угловых распределений γ -квантов в интервале $\theta = 15^\circ + 165^\circ$. Были выполнены также измерения в многодетекторной методике с одновременной регистрацией нейтронов и мгновенных γ -квантов для реакций ($n, n\gamma$) и ($n, \gamma n'$).

Обработка и анализ сигналов осуществлялись электронно-физической аппаратурой, включающей схемы быстрой и медленной электроники, а также анализатор импульсов ИТА-1024.

В последнее время описываемая установка служила для выполнения экспериментов по измерению дифференциальных сечений $\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega}$ неупругого рассеяния нейтронов. В качестве иллюстрации возможностей нейтронного спектрометра на рис.2а приведен аппаратный спектр нейтронов $E_0 = 14,6$ МэВ, рассеянных ядрами углерода на угол $\theta = 10^\circ$. Наиболее важная проблема при измерениях в районе малых углов связана с интенсивным упругим рассеянием. Из рис.2а видно, что аппаратное разрешение соответствует пренебрежимо малому влиянию упругого пика в области возбуждения остаточных ядер $U \geq 4$ МэВ. Только для $2,5 \leq U \leq 4$ МэВ требовался учет вклада упругого рассеяния, который осуществлялся вычитанием аппаратной формы линии. Корректность такой операции демонстрируется рис.2б, который стлчается от рис.2а тем, что вклад упругого рассеяния вычтен с использованием аппаратной линии, полученной в прямом потоке нейтронов с нормировкой на правый край пика упругого рассеяния.

ИССЛЕДОВАНИЕ И УЛУЧШЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ (n, n') И $(n, 2n)$

Д. В. Александров, Б. С. Ковригин, И. О. Пальшау, Е. А. Фролов

(ВНИИ метрологии им. Д. И. Менделеева)

Проведено исследование с целью выяснения возможностей существенного снижения энергетического порога регистрации нейтронов без заметного увеличения фона и ухудшения энергетического разрешения времяпролетного спектрометра с электронной коллимацией по сопутствующим α -частицам. Достигнут порог 50 кэВ и динамический диапазон 280.

The investigation aimed at finding the possibilities of substantial lowering of energy threshold of neutron registration without considerable background increase and energy resolution worsening of time-of-flight spectrometer with accompanying α -particles electronic collimation was carried out. The 50 keV threshold and dynamic range 280 was achieved.

Спектрометр по времени пролета (СВП) на базе генератора DT-нейтронов, использующий электронную коллимацию по сопутствующим α -частицам и предназначенный для измерения энергетических спектров реакций (n, n') и $(n, 2n)$ [1], имеет следующие основные характеристики: E_{min} - энергетический порог регистрации нейтронов; $\Delta_\tau E$ - энергетическое разрешение при данном значении энергии нейтронов E ; $\Delta_\tau \theta$ - угловое разрешение; λ - коэффициент скорости счета (из соотношения $n_s = \lambda \cdot f$, где n_s - интегральная по всему энергетическому диапазону скорость счета эффекта, f - поток нейтронов от тритиевой мишени в телесном угле 4π); c - коэффициент случайных совпадений, характеризующий фон спектрометра (из соотношения $n_{cl} = c f^2$, где n_{cl} - интегральная скорость счета случайных совпадений).

Естественно стремление всеми возможными средствами улуч-

нить эти параметры, т.е. уменьшить E_{min} , $\Delta_k E$, $\Delta_k \theta$, c и увеличить λ . Улучшение каждого из них может быть достигнуто изменением конкретных параметров спектрометра — геометрических, физических, электронных. Однако изменение какого-либо конкретного параметра с целью улучшить один из основных параметров в ряде случаев ведет к ухудшению другого. Поэтому такие параметры, как $\Delta_k E$, $\Delta_k \theta$ и λ нельзя улучшать независимо друг от друга, а можно достигнуть только их оптимального сочетания, обеспечивающего приемлемые условия для проведения эксперимента [2].

В отличие от этих величин, параметры E_{min} , c , а также Δt_a (разрешающее время электронной системы временного анализа, включая ФЭУ α - и n -каналов, которое является конкретным параметром, определяющим вместе с пролетным расстоянием L , а также с размерами рассеивателя и сцинтилляционного n -детектора энергетическое разрешение $\Delta_k E$), хотя и влияют друг на друга, но в некоторых конкретных случаях путем соответствующей настройки аппаратуры удается улучшить какой-либо из них без заметного ухудшения других.

В настоящем докладе сообщаются основные результаты исследования, имевшего целью одновременно существенно улучшить E_{min} и c без заметного ухудшения $\Delta_a t$.

Порог регистрации E_{min} устанавливается отрицательным смещением на входе блока временной привязки (БВП) к сигналу n -детектора, снимаемому с анода ФЭУ. Нижний предел порога регистрации определяется уровнем шумов, который у используемого ФЭУ-30 сравнительно высок.

С целью выяснения возможности снижения этого уровня были рассмотрены условия фокусировки в межэлектронных промежутках. Обнаружено, что при создании в зазоре между 2-м фокусирующим электродом и I-м динодом небольшого тормозящего поля (вместо обычно используемого ускоряющего), происходит возрастание импульса от регистрируемой частицы по меньшей мере на 20% при сохранении уровня шумов. Этот эффект можно объяснить тем, что новая конфигурация поля улучшает условия фокусировки электронов, летящих с фотокатода на первый динод, и увеличивает долю электронов, попадающих на него, и, следовательно, амплитуду выходного импульса с анода ФЭУ. Импульсы шумов, являясь одно-

электронными, имеют минимальную амплитуду. Улучшение условий фокусировки за счет тормозящего поля увеличивает вероятность попадания на I-й диод электрона, вылетевшего с фотокатода, что приводит к увеличению числа шумовых импульсов, но не изменяет их амплитуды, т.е. уровня шумов.

Далее, в спектрометрическом канале n -детектора был установлен порог, несколько более высокий, чем порог в БП. Импульс с дискриминатора вместе с импульсами от логического выхода ПВА и с нейтронного выхода схемы ДИИ через медленную схему совпадений использовался для управления амплитудным анализатором времяпролетного канала. Кроме того, что при этом устранялось шевшее место заметное размытие порога регистрации, происходила также дополнительный относительный рост амплитуд импульсов от частиц по сравнению с уровнем шумов в силу того, что в спектрометрическом канале амплитуда импульсов определяется суммарным зарядом быстрой и медленной компонент импульса, причем медленную компоненту имеет только импульсы частиц (нейтрон или γ -квант), а у одноэлектронных шумовых импульсов она отсутствует.

Увеличение отношения амплитуд импульсов частиц к амплитуде шумовых импульсов позволяет, снизив напряжение на ФЭУ, довести максимальную амплитуду до прежнего значения, уменьшить амплитуды шумовых импульсов и снизить порог, установленный на входе БП, и, следовательно, порог регистрации. В итоге оказалось возможным уверенно регистрировать нейтроны начиная с $E_{мин} \approx 0,05$ МэВ и получить динамический диапазон около 280.

Как правило, снижение энергетического порога регистрации приводит к ухудшению временного разрешения и увеличению фона. Однако было обнаружено, что если вместо снижения напряжения на ФЭУ и снижения порога, устанавливаемого на БП до нового меньшего уровня шумов, поднять напряжение на ФЭУ и увеличить амплитуды импульсов, то ухудшение временного разрешения значительно меньше. Так как этот эффект имеет место только до некоторого предела, был найден компромиссный режим: порог БП = 100 мВ, $U_{ФЭУ} = 2060$ В, обеспечивающий динамический диапазон 280 при хорошем разрешении ($\Delta_a t = 0,5$ нс).

Снижение энергетического порога приводит к резкому увеличению фона спектрометра, если порог в схеме БЭИ будет ниже, чем порог $n\gamma$ -разделения в схеме ДЭИ. У большинства описанных в литературе спектрометров подобного типа порог регистрации устанавливался в пределах 0,5-2 МэВ именно вследствие высокого собственного порога схемы ДЭИ. Поэтому была исследована возможность снизить порог схемы ДЭИ при обеспечении ее стабильной работы.

Была выбрана схема ДЭИ [3], основанная на интегрировании и формировании с помощью короткозамкнутой линии импульса, снимаемого с одного из последних диодов ФЭУ, и измерении промежутка времени от начала импульса до момента перехода через нуль. Вследствие различия медленных компонент импульсов от

γ -кванта и нейтрона переход сформированного на короткозамкнутой линии биполярного импульса через нуль происходит в случае γ -кванта относительно раньше. Временная привязка осуществляется к моменту пересечения нуля с помощью БЭИ, который дает стоп-импульс для ПВА, входящего в состав схемы ДЭИ. Стартовым является импульс временной привязки к фронту анодного импульса, осуществляемой аналогичным БЭИ. Временной интервал между стартовым и стоповым импульсами не зависит от амплитуды импульса, снимаемого с диода, а определяется только типом частицы (нейтрон или γ -квант). Постоянная времени интегрирования находится в пределах 200-400 нс, длина короткозамкнутой линии подбирается из условия наилучшего разделения пиков, соответствующих нейтронам и γ -квантам.

Основными факторами, влияющими на качество $n\gamma$ -разделения, являются: вероятность для фотона выбить электрон с фотокатода (конверсионная эффективность фотокатода), вероятность фотоэлектрона попасть на I-й диод, временное разрешение схемы ДЭИ, искажения формы импульса, стабильность электроники. Конверсионная эффективность определяется только типом фотокатода. Вероятность попадания фотоэлектрона на I-й диод и связанное с ним отношение максимальной амплитуды импульса от регистрируемой частицы к амплитуде шумов, как уже говорилось выше, увеличивается при введении тормозящего поля. Таким образом, тормозящее поле, снижая порог регистрации, еще более отодвигает границу для возможного снижения порога $n\gamma$ -разделения. Хорошее

временное разрешение, т.е. малый временной разброс импульса временной привязки к фронту анодного импульса, является важнейшим условием хорошего качества $n\gamma$ -разделения в данной схеме ДФИ, работающей по принципу сравнения временных интервалов. Так как при снижении порога регистрации удалось сохранить малое разрешающее время, то этим самым не было допущено заметное ухудшение качества $n\gamma$ -разделения. Искажение формы динодного импульса, возможное при усилении влияния нелинейности амплитудной характеристики при увеличении диапазона амплитуд импульсов вызывает разброс момента пересечения нуля биполярным импульсом. Для того чтобы устранить искажение формы динодного импульса при увеличении динамического диапазона, было применено последовательное шунтирование последних семи динодов и шунтирование на землю последних четырех динодов специально подобранными емкостями, введение демпфирующих $51\text{--}0\text{м}$ сопротивлений между динодами и делителем ЭЭ для двух предпоследних динодов. Настроенный таким образом делитель ЭЭ имеет динамический диапазон неискаженного выходного импульса, равный 1000. Таким образом удалось достичь собственного порога схемы $n\gamma$ -разделения, практически равного нулю, в результате чего при пороге регистрации $E_{\text{min}} = 50$ кэВ коэффициент подавления γ -составляющей в схеме ДФИ был равен 200 при нагрузке n -детектора 100 с^{-1} , что и нейтрализовало возможное возрастание фона.

Как упоминалось выше, угловое разрешение $\Delta_r \theta$ является одним из основных параметров СВП. Для контроля $\Delta_r \theta$ в связи с возможным дрейфом оси коллимированного конуса нейтронов была предложена и отработана методика коррекции положения оси конуса с помощью лазерного луча.

Список литературы

1. Дроздецкий Л.Г., Ковригин Б.С. Времяпролетный спектрометр быстрых нейтронов. См. материалы данной конференции.
2. Александров Д.В., Ковригин Б.С., Кузнецов А.Н. - В об.: Программа и тезисы докладов XIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Харьков, 29 янв.-1 февр. 1974 г., Л., Наука, 1974, с. 434.
3. Glasgow D.W. et al. - ИИИ, 1974, v.114, p.533.

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Л.Г. Дроздецкий, Б.С.Ковригин

(ЛТИ им. Ленсовета)

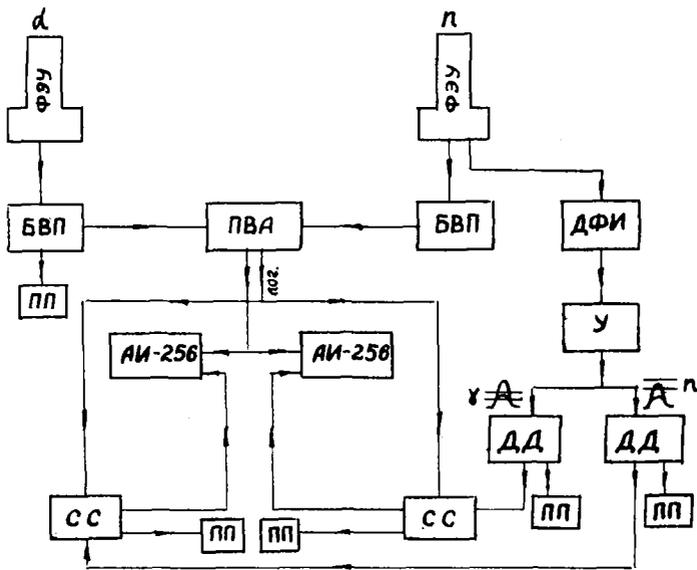
Сообщается о блок-схеме и параметрах время-пролетного спектрометра с электронной коллимацией по сопутствующим α -частицам, созданного на основе генератора DT-нейтронов с энергией 14,6 МэВ. Блок-схема дает возможность одновременно с измерением эффекта с фоном измерять фон случайных совпадений.

Block-circuit and parameters of time-of-flight spectrometer with accompanying α -particles electronic collimation, based on 14,6 MeV DT-neutrons generator are reported. The block-circuit permits to measure effect + background simultaneously with background due to accidental coincidences.

В Ленинградском технологическом институте им.Ленсовета выполнена модернизация спектрометра по времени пролета наносекундного диапазона, предназначенного для исследования ядерных реакций (n, n') и $(n, 2n)$.

Спектрометр имеет электронную коллимацию, основанную на детектировании α - частиц, сопутствующих нейтронам в реакции ${}^3_1\text{H}(\alpha, n){}_2^4\text{He}$. О первоначальном варианте спектрометра сообщалось ранее [1].

Блок-схема настоящего спектрометра представлена на рисунке. Основные геометрические параметры спектрометра: диаметр диафрагмы α -детектора 12 мм; расстояние от тритиевой мишени до α -детектора 120 мм; расстояние от тритиевой мишени до рассеивателя 20 см; диаметр рассеивателя 20 мм, высота 50 мм; (ось цилиндрического рассеивателя расположена коаксиально коллимированному пучку нейтронов); расстояние от рассеивателя до n -детектора 150 см; высота конуса теневой защиты 40 см.



- БВП – блок временной привязки к фиксированной части амплитуды импульса;
 ПВА – преобразователь времени в амплитуду;
 У – усилитель;
 ДД – дифференциальный дискриминатор;
 СС – схема совпадений;
 ДФИ – схема $\mu\gamma$ -разделения по форме импульса;
 ПП – пересчетный прибор

В спектрометре использованы отечественные временные фотоэлектронные умножители ФЭУ-30 и ФЭУ-87. Делитель для ФЭУ подбирался из условия оптимума между следующими требованиями к импульсам, снимаемым с анода: минимальный временной разброс фронта импульса, максимальная амплитуда, минимальная длительность.

Для получения короткой световой вспышки использовались светодиоды АЛ-102, работающие в режиме пробоя от импульса длительностью 3 нс и амплитудой 100 В. Длительность световой

вспышки составляла приблизительно 1 нс. При этом импульс тока, снимаемый с анода, имел для ФЭУ-30 время нарастания 4 нс и длительность 10 нс и для ФЭУ-87 соответственно 2 нс и 7 нс. Временное разрешение системы временного анализа из двух каналов со сцинтилляторами и ФЭУ-30 проверялось по методу $\gamma\gamma$ -совпадений на ^{60}Co . Напряжение на ФЭУ-30 подбиралось из условий обеспечения необходимого порога регистрации нейтронов (0,8 мэв по нейтронам и 100 кэв по γ -квантам). Напряжение на ФЭУ-87 устанавливалось из условия надежной регистрации сопутствующих частиц. Временное разрешение при регистрации $\gamma\gamma$ -совпадений, измеренное по полуширине пика на времяпролетном спектре при использовании в качестве сцинтиллятора на ФЭУ-30 цилиндрического кристалла стильбена размером 50x50 мм и на ФЭУ-87 пластического сцинтиллятора размером 20x20 мм, составляло 0,7 нс.

О временном разрешении спектрометра можно судить также по полуширине пика αn -совпадений на прямом пучке нейтронов от тритиевой мишени. Для того же кристалла стильбена при пороге регистрации протонов отдачи, равном 2 МэВ, временное разрешение составляло 0,85 нс. Основной вклад в это значение - 0,75 нс - дает время пролета нейтрона с энергией 14,6 мэв через кристалл. Для регистрации α -частиц использовалась сцинтилляционная пленка толщиной 100 мкм из активированного полистирола.

Регистрация α -частиц затруднена большим фоном от фотонов, летящих со стороны тритиевой мишени. Для устранения фона использовались алюминиевые фольги, которые изготовлялись напылением на коллодиевую пленку.

Измерение распределения плотности нейтронов по сечению конуса, выделяемого α -детектором, осуществлялось на оптической скамье методом αn -совпадений с применением в качестве детектора нейтронов пластического сцинтиллятора размером 7 x 8 мм. На расстоянии 20 см от тритиевой мишени диаметр пучка нейтронов, измеренный на половине высоты кривой распределения плотности, составил 15,5 мм. Тритиевая мишень закрывалась диафрагмой диаметром 3 мм, чтобы источник нейтронов можно было с хорошим приближением считать точечным.

Время набора данных, обеспечивающее необходимую статистическую точность, в основном зависит от отношения эффекта к

фону. Для снижения фона случайных совпадений в спектрометре использовалась схема ДФИ. Был выбран метод дискриминации

γ -квантов при прохождении сильно дифференцированного сигнала через нуль. Коэффициент подавления γ -квантов используемой схемы при пороге 100 кэВ по γ -квантам был равен 100.

Для снижения фона случайных совпадений использовалась также круговая защита нейтронного детектора, состоящая из слоя железа толщиной 20 см и слоя борированного полиэтилена толщиной 12 см. Отношение интегрального по всему временному диапазону эффекта к фону при измерении спектра неупруго-рассеянных нейтронов на Fe^{56} при потоке 10^8 с^{-1} в телесном угле 4π и пороге регистрации 0,8 МэВ составляло 1 : 1. На участке от порога регистрации до 2 мэВ эффект был меньше фона, а начиная с 2 мэВ эффект превышал фон в 2-4 раза.

Распределение фона случайных совпадений на времяпролетной шкале является постоянной величиной $N_{\text{ф}}(t) = \text{const}$, т.е. представляет собой прямую, параллельную оси времени. Для более точного определения фона случайных совпадений в блок-схему спектрометра включен монитор случайных совпадений. Разработаны и использовались два варианта монитора случайных совпадений.

Один вариант монитора случайных совпадений основан на том, что нейтронный детектор регистрирует вместе с нейтронами и γ -излучение, имеющееся в экспериментальном зале. Схема $n\gamma$ -разделения по форме импульса имеет два выхода логических сигналов, соответствующих регистрации нейтронов и γ -квантов. Спектрометрический сигнал с ПВА одновременно записывается на двух амплитудных анализаторах, управляемых сигналами, соответствующими нейтронам и γ -квантам. На анализаторе, управляемом нейтронными сигналами, записывается спектр эффекта плюс фон, т.е. $n\gamma$ -совпадения, на другом анализаторе записывается спектр $n\gamma$ -совпадений, пропорциональный фону случайных совпадений. Предполагая, что при неизменных условиях в экспериментальном зале без отбора регистрируемых нейтронов и γ -квантов по совпадениям с n -частицами отношение полного числа зарегистрированных нейтронным детектором γ -квантов к полному числу зарегистрированных нейтронов $K = \frac{N_{\gamma}}{N_n}$ сохраняется и, определяя для каждого измерения это отношение, можно по спектру случайных $n\gamma$ -совпадений рассчитать фон

случайных Δn -совпадений в измеряемом времяпролетном спектре

$$N_{\Phi}(t) = \frac{1}{K} n_{\Delta y}(t).$$

Так как обычно $K = 5 \div 10$, то точность определения фона таким образом повышается примерно в \sqrt{K} раз по сравнению с методом регистрации Δn -совпадений вне временного диапазона конвертера. Такой способ измерения фона позволяет исключить ошибки, связанные с нестабильностью нейтронного потока.

Данный спектрометр, у которого параметры близки к оптимальным, т.к. определялись из условия минимального времени набора данных, позволяет сравнительно быстро накапливать экспериментальные данные с необходимой статистической точностью. Так, например, при потоке $1 \cdot 10^8$ н/с на $4 \overline{J}$ при отношении эфф.:фон = 1:1 спектр неупруго рассеянных нейтронов со статистикой 10^4 импульсов для рассеивателя из железа набирается примерно за сутки.

Список литературы

1. Дроздецкий Л.Г., Ковригин Б.С. В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г., часть 6). Москва, 1976, с. 374-379.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ВВЕДЕНИЯ ПОПРАВКИ НА
МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ В СПЕКТРЫ РЕАКЦИЙ (n, n') И $(n, 2n)$
Д. В. Александров, В. С. Ковригина
(ЛТИ им. Ленсовета)

Разработан аналитический метод введения поправки на многократное рассеяние в спектры реакций (n, n') и $(n, 2n)$, полученные времяпролетным методом при использовании малого цилиндрического рассеивателя.

The analytic method of introductions of correction for multiple scattering into (n, n') - and $(n, 2n)$ -reactions spectra obtained with time-of-flight method using small-size scatterer has been elaborated.

Программы расчета коррекции энергетических спектров нейтронов на многократное рассеяние методом Монте-Карло требуют мощных ЭВМ. Аналитические способы введения этих коррекций (см. напр. [1]) ограничиваются рассмотрением только упругого рассеяния или неупругого рассеяния на определенном уровне. В настоящей работе предлагается способ коррекции на многократное рассеяние для всего спектра реакций (n, n') и $(n, 2n)$, вызываемых $\bar{D}T$ -нейтронами, полученного на времяпролетном спектрометре с электронной коллимацией по сопутствующим d -частицам при коаксиальном расположении цилиндрического рассеивателя по отношению к коллимированному конусу нейтронов.

В экспериментах по изучению указанных реакций, как правило, используются малые или пустотелые рассеиватели и рассматриваемая поправка относительно невелика. Поэтому ограничение учетом взаимодействий только второго порядка дает неточность, лежащую в пределах погрешностей опыта. Угловые распределения реакций (n, n') и $(n, 2n)$ почти симметричны относительно угла 90° и в ряде случаев близки к изотропным. Спектры этих реакций мало отличаются по форме для разных углов вылета. При втором взаимодействии происходит дальнейшее усреднение по углу.

Даже для упругого рассеяния в первом акте взаимодействия угловое распределение после второго акта, если произошла

реакции (n, n') или $(n, 2n)$, можно в первом приближении считать изотропным. В силу этих обстоятельств вычисленные методом Монте-Карло поправки для разных углов вылета мало отличаются друг от друга.

Пренебрегая расходямостью пучка первичных нейтронов в пределах рассеивателя, можно выразить число нейтронов от реакций (n, n') и $(n, 2n)$ с энергией E_i в достаточно малом интервале ΔE_i , зарегистрированное n -детектором под углом θ , следующим образом:

$$N(E_i, \theta) = N_a G n \sigma(E_0, E_i, \theta) \varepsilon(E_i) \Delta E_i \Omega_d F_1(E_0) F_2(E_i, \theta) F_3(E_0, E_i, \theta), \quad (I)$$

Здесь N_a - число Δ -частиц, зарегистрированных Δ -детектором; G - доля потока нейтронов коллимированного конуса, проходящая через рассеиватель (находится экспериментально [2] или расчетным путем); n - число ядер в единице объема рассеивателя; $\sigma(E_0, E_i, \theta) = \sigma_{(n, n')}(E_0, E_i, \theta) + \sigma_{(n, 2n)}(E_0, E_i, \theta)$ - суммарное двукратное дифференциальное сечение реакций (n, n') и $(n, 2n)$ при энергии первичных нейтронов $E_0 = 14,6$ МэВ ($\sigma_{(n, n')}(E_0, E_i, \theta)$ учитывает все события с вылетом нейтрона при $E_i < E_0$ как с последующим испусканием γ -кванта, так и второго нейтрона, т.е. считается, что $\sigma_{(n, n')} = \sigma_{(n, n'\gamma)} + \sigma_{(n, 2n)}$, а добавление еще одного слагаемого $\sigma_{(n, 2n)}(E_0, E_i, \theta)$ учитывает появление второго нейтрона в реакции $(n, 2n)$); $\varepsilon(E_i)$ - эффективность n -детектора для регистрации нейтронов с энергией E_i ; Ω_d - телесный угол от рассеивателя на n -детектор, расположенный коаксиально к пучку рассеянных нейтронов; $F_1(E_0)$ и $F_2(E_i, \theta)$ - множители, учитывающие поглощение в рассеивателе первичных и вторичных нейтронов соответственно; $F_3(E_0, E_i, \theta)$ - множитель, учитывающий эффект многократного рассеяния.

Величины F_1 , F_2 и Ω_d выражаются следующими формулами:

$$F_1(E_0) = \{1 - \exp[-\sigma_t(E_0)nb]\} / (\sigma_t(E_0)n);$$

$$F_2(E_i, \theta) = \exp[-2\sigma_t(E_i)n\tau_c / (3\cos\theta)], \quad \Omega_d = \pi r_d^2 / L^2,$$

где $\sigma_t(E)$ - полное сечение взаимодействия нейтрона энергии E с ядрами рассеивателя; b - длина рассеивателя; τ_c - радиус рассеивателя; r_d - радиус n -детектора; L - расстоя-

ние от рассеивателя до n -детектора (пролетное расстояние).

Для абсолютной нормировки дважды дифференциального сечения $\sigma(E_0, E_1, \theta)$ производится измерение $n\rho$ -рассеяния под определенным углом θ_1 (выбираемом в пределах $30 \div 45^\circ$). В качестве рассеивателя используется цилиндрический сцинтилляционный детектор малых размеров, устанавливаемый в конусе нейтронов так, что его ось перпендикулярна оси конуса. Сцинтиллятор-рассеиватель регистрирует протоны отдачи от актов $n\rho$ -рассеяния, причем импульсы подаются на совпадения с импульсами от α - и n -детекторов. Зарегистрированный в этом измерении эффект

$$N^c(E_1, \theta_1) = N_d^0 G_c n_n \sigma_{n\rho}(E_0, E_1, \theta_1) \Omega_d^c \varepsilon(E_1) F_1^c(E_0) F_2^c(E_1, \theta_1) \zeta(E_1)$$

Почти все величины, входящие в формулу, имеют тот же смысл, что и в (1). Множитель G_c вычисляется для перпендикулярного расположения рассеивателя в конусе нейтронов; n_n - число ядер водорода в единице объема рассеивателя; $\Omega_d^c = \pi r_d^2 / L_0^2$, L_0 - пролетное расстояние при измерении $n\rho$ -рассеяния; $\sigma_{n\rho}(E_0, E_1, \theta)$ - дифференциальное сечение $n\rho$ -рассеяния на угол θ_1 , когда рассеянный нейтрон имеет энергию $E_1 = E_0 \cos^2 \theta_1$; $F_1^c(E_0)$, $F_2^c(E_1, \theta_1)$ и $\zeta(E_1)$ - множители, учитывающие соответственно поглощение первичных и вторичных нейтронов и краевой эффект в веществе рассеивателя-сцинтиллятора (вычисляются, согласно [3]). Эффект многократного рассеяния в этом случае пренебрежимо мал и поэтому учитывающий его множитель отсутствует.

Разделив $N(E_i, \theta)$ на $N^c(E_1, \theta_1)$, найдем из полученного равенства

$$\sigma(E_0, E_1, \theta) = \Lambda \frac{\varepsilon(E_1)}{\varepsilon(E_0)} \frac{N(E_i, \theta)}{n N_d \Delta E_i F_1(E_0) F_2(E_1, \theta) F_3(E_0, E_1, \theta)}, \quad (2)$$

$$\text{где } \Lambda = \frac{\Delta^2 N_d^c G_c n_n \sigma_{n\rho}(E_0, E_1, \theta_1) F_1^c(E_0) F_2^c(E_1, \theta_1) \zeta(E_1)}{N^c(E_1, \theta_1) G L_0^2}.$$

Если в формулу (2) не включать множитель $F_3(E_0, E_1, \theta)$, то из нее определяется не $\sigma(E_0, E_1, \theta)$, а другая величина $\sigma_{\text{ксп}}(E_0, E_1, \theta)$, включающая в себя и эффект многократного

рассеяния. Ограничиваясь взаимодействиями только второго порядка, можно написать

$$\sigma_{\text{эпсн}}(E_c, E_i, \theta) = \sigma(E_c, E_i, \theta) + \sigma_2(E_c, E_i, \theta), \quad (3)$$

где второе слагаемое для рассеивателя из данного вещества при определенных размерах и ориентации характеризует в виде дважды дифференциального сечения эффект от второго взаимодействия. Эту величину, усредненную по углу θ , можно в предположении изотропности многократного рассеяния вычислить по формуле

$$\langle \sigma_2(E_c, E_i, \theta) \rangle = \frac{\sigma_{\text{эл}}(E_c)}{4\pi} W(E_c, E_i) \Delta E + \sum_{j=i}^m \langle \sigma(E_c, E_j, \theta) \rangle W(E_j, E_i) \Delta E, \quad (4)$$

где ΔE - интервал дискретизации энергии E ; m - число интервалов; $\langle \sigma(E_c, E_j, \theta) \rangle$ - усредненное по углу значение дважды дифференциального сечения, вместо которого с хорошей точностью может служить дважды дифференциальное сечение для $\theta = 55^\circ$; $W(E_j, E_i) = \sigma(E_j, E_i) \{ 1 - \exp[-\bar{\sigma}_t(E_j) n \pi r_c / 2] \} / \bar{\sigma}_t(E_j)$ - вероятность для нейтрона, испущенного в результате первого взаимодействия (n, n') или ($n, 2n$), испытать второе взаимодействие при начальной энергии E_j и конечной энергии E_i , а для нейтрона с энергией $E_j = E_i$ - вероятность испытать упругое рассеяние (изменением энергии в л.с.к. при упругом рассеянии пренебрегаем); $\bar{\sigma}(E_j, E_i) = \bar{\sigma}_{(n, n')}(E_j, E_i) + \bar{\sigma}_{(n, 2n)}(E_j, E_i)$ при $E_j > E_i$; $\bar{\sigma}(E_j, E_i) = \bar{\sigma}_{\text{эл}}(E_j)$ при $E_j = E_i$; $\pi r_c / 2$ - среднее расстояние от точки первого взаимодействия до поверхности рассеивателя; оно не зависит от энергии, т.к. пробег нейтрона в веществе рассеивателя при всех рассматриваемых энергиях значительно больше r_c . Величины $\bar{\sigma}(E_j, E_i)$ образуют матрицу, которая составляется на основе имеющихся данных о сечениях и спектрах реакций (n, n), (n, n') и ($n, 2n$) для данного изотопа или естественной смеси изотопов. Удобно также ввести относительную величину многократного рассеяния

$$\chi(E_i, \theta) = \langle \sigma_2(E_c, E_i, \theta) \rangle / \langle \sigma(E_c, E_i, \theta) \rangle. \quad (5)$$

Вычисление ведется итерационным способом (для упрощения записи в последующем тексте знаки усреднения по углу опущены).

Нулевое приближение: $\sigma^{(0)}(E_c, E_i, \theta) = \sigma_{\text{эксн}}(E_c, E_i, \theta)$,
 вычисленное по формуле (2), не содержащей $F_3(E_c, E_i, \theta)$;
 $\sigma_2^{(0)}(E_c, E_i, \theta)$ находится по формуле (4) с подстановкой в нее

$$\sigma^{(0)}(E_c, E_i, \theta); \quad x^{(0)}(E_i, \theta) = \sigma_2^{(0)}(E_c, E_i, \theta) / \sigma^{(0)}(E_c, E_i, \theta).$$

Первое приближение: $\sigma^{(1)}(E_c, E_i, \theta) = \sigma^{(0)}(E_c, E_i, \theta) [1 - x^{(0)}(E_i, \theta)]$.

$\sigma_2^{(1)}(E_c, E_i, \theta)$ находится по формуле (4) с подстановкой

$$\sigma^{(1)}(E_c, E_i, \theta), \quad x^{(1)}(E_i, \theta) = \sigma_2^{(1)}(E_c, E_i, \theta) / \sigma^{(1)}(E_c, E_i, \theta).$$

Второе приближение: $\sigma^{(2)}(E_c, E_i, \theta) = \sigma^{(1)}(E_c, E_i, \theta) [1 - x^{(1)}(E_i, \theta)]$
 и т.д. Итерационный процесс прекращается, когда будет выполняться условие

$$\sigma^{(k+1)}(E_c, E_i, \theta) - \sigma^{(k)}(E_c, E_i, \theta) < \Delta \sigma_{\text{эксн}}(E_c, E_i, \theta),$$

где $\Delta \sigma_{\text{эксн}}(E_c, E_i, \theta)$ - статистическая погрешность

$$\sigma_{\text{эксн}}(E_c, E_i, \theta).$$

Последнее приближение и является искомым значением $\sigma(E_c, E_i, \theta)$. Из соотношений (3) и

(5) имеем $\sigma(E_c, E_i, \theta) = \sigma_{\text{эксн}}(E_c, E_i, \theta) / [1 + \alpha(E_i, \theta)]$

Таким образом, поправка на многократное рассеяние имеет вид

$$F_3(E_c, E_i, \theta) = 1 + \alpha(E_i, \theta). \quad \text{Вычисленные значения}$$

этой поправки подставляются в формулу (2).

Список литературы

1. Куйпер Р. е. а. - ИИМ, 1970, в.77, р.55.
2. Дроздецкий Л.Г. Совершенствование методик измерения времяпролетных спектров реакций (n, n') и $(n, 2n)$. Доклад на настоящей конференции.
3. Корнилов Н.В., Пляскин В.И. - Препринт ФЭИ-496, 1974.

ОСОБЕННОСТИ УЧЕТА ФОНА И ФУНКЦИИ ОТКЛИКА
СПЕКТРОМЕТРА ПРИ ОБРАБОТКЕ СПЕКТРОВ РЕАКЦИИ

(n, p) и (n, np)

Д.В.Александров, Б.С.Ковригин

(ЛТИ им.Ленсовета)

Рассматриваются вопросы, связанные с корректным определением фона при изучении ($E, \Delta E$)-методом реакций (n, p) и (n, np) при энергии нейтронов 14 МэВ, а также способы коррекций имевшихся у протонных спектров этих реакций искажений, вызванных функцией отклика спектрометра.

Problems connected with correct background determination at investigation of (n, p) - and (n, np) - reactions by neutron energy 14 MeV with ($E, \Delta E$)-method are considered as well as methods of correcting of these reactions proton spectra distortions caused by spectrometer response function.

Типичный телескоп счетчиков для изучения ядерных реакций (n, p) и (n, np) методом ($E, \Delta E$) состоит из двух газовых пропорциональных счетчиков, одним из которых измеряется потеря энергии ΔE , и детектора, измеряющего энергию протонов (E -детектор). На плоскости ($E, \Delta E$) протонам соответствует "локус" - полоса, средняя линия которой является гиперболой $E \Delta E = const$. Суммируя события в пределах локуса для каждого энергетического интервала, получают спектр протонов, испущенных в малом телесном угле при указанных реакциях. Этот спектр существенно искажен. Сильнее всего видоизменена низкоэнергетическая часть, где сосредоточены протоны реакции (n, np), актуальность исследования которой сейчас особенно возросла.

Для извлечения физической информации необходимо восстановить первоначальную форму спектра. Ввиду сложности решения задачи восстановления спектра в общем виде целесообразно вводить коррекции на отдельные искажения последовательно. Первым этапом является правильное определение фона, который в данных экспериментах содержит две компоненты. Одна из них возникает вследствие облучения первичными и рассеянными нейт-

ронами деталей телескопа и может быть определена путем измерения фона при отсутствии исследуемой мишени. Вторая компонента связана с наличием мишени во время измерения эффекта с фоном и поэтому ее приходится определять косвенными путями. Эта компонента, в свою очередь, состоит из двух частей: дополнительного фона случайных совпадений и фона от рассеянных нейтронов. Распределение полного фона случайных совпадений (имевшегося без мишени и обусловленного мишенью) имеет вид $N_{c\lambda}(E, \Delta E) \sim [N_{12}^{\delta n}(\Delta E) + N_{12}^{gc\lambda}(\Delta E)] N_3(E)$. Здесь $N_{12}^{\delta n}(\Delta E)$ - спектр импульсов в ΔE -счетчике при облучении без мишени от частиц, прошедших оба пропорциональных счетчика, но не попавших в E -детектор; $N_{12}^{gc\lambda}(\Delta E)$ - дополнительный спектр импульсов при наличии мишени; $N_3(E)$ - спектр импульсов, зарегистрированных в E -детекторе при отсутствии какого-либо отбора. $N_3(E)$ на несколько порядков превышает эффект от мишени, т.е. фактически не зависит от ее присутствия. Путем сравнения вне пределов локуса двумерных распределений, полученных при измерениях эффекта с фоном и фона, можно найти зависимости

$$N_{12}^{gc\lambda}(\Delta E), N_{c\lambda}^{gc\lambda}(E; \Delta E) \sim N_{12}^{gc\lambda}(\Delta E) N_3(E)$$

и получить одномерный спектр дополнительного фона случайных совпадений $N_{c\lambda}^{gc\lambda}(E)$.

Фон от рассеянных нейтронов, энергетический спектр которых распределен в диапазоне от 0 до 13 МэВ, создается протонами реакций (n, p) и (n, np) , вызываемых этими нейтронами.

Сами рассеянные нейтроны возникают в результате реакций (n, n) , (n, n') , $(n, 2n)$ первичных нейтронов в медных стенках патрубка, содержащего тритиевую мишень, и np -рассеяния на ядрах водорода воды, текущей около мишени в трубках охлаждения. Протоны реакций (n, p) и (n, np) от каждой группы спектра рассеянных нейтронов при взаимодействии с ядрами исследуемой мишени при средних и больших значениях A образуют практически сплошной спектр от пороговой энергии (1.43 МэВ) до $E_{pmax} \approx E + Q$, где E - энергия нейтрона; Q - энергия реакции. Совокупность этих спектров дает суммарный спектр протонов, который накладывается на изучаемый, особенно в низкоэнергетической части. Фон от рассеянных нейт-

ронов определяется расчетным путем. Расчет основан на определении спектра рассеянных нейтронов из спектра протонов отдачи, полученного при измерении n_p -рассеяния на тонкой полиэтиленовой мишени. Такой спектр имеет шлейф, из которого выделяется часть, вызванная рассеянными нейтронами, и при каждой энергии ордината этой части шлейфа может быть представлена в виде $n_p(E) = n_n(E) \sigma_{np}(E, \theta)$, где $n_n(E)$ - спектральная плотность рассеянных нейтронов; $\sigma_{np}(E, \theta)$ - дифференциальное сечение n_p -рассеяния при энергии нейтронов E . По спектру рассеянных нейтронов находится фон от них в измеренном спектре.

В полученный после вычитания всех видов фона аппаратурный спектр реакций (n, p) и (n, n_p) вводятся следующие коррекции:

1. Коррекция на энергетическое разрешение спектрометра выполняется на основе метода, предложенного в [1]. Наиболее заметно изменяются вершина и правый скат начального участка спектра, где в основном сосредоточены протоны реакции (n, n_p) .

2. Коррекция на шлейф аппаратурной линии спектрометра. Известно, что аппаратурная линия литий-дрейфового кремниевоего детектора обладает шлейфом в области меньших энергий, в который может попадать существенная доля регистрируемых моноэнергетических частиц (до 20 и более процентов). Шлейф возникает потому что часть заряженных частиц регистрируется с искажением их энергии. На плоскости $(E, \Delta E)$ этот шлейф располагается в полосе, параллельной оси E , т.к. по оси ΔE моноэнергетическим частицам соответствует сравнительно узкий пик. Поэтому низкоэнергетическая часть шлейфа не попадает в локус протонов. Таким образом, при двумерном анализе с выделением локуса протонов в вышеуказанном виде отсекается часть шлейфа и утоньчается оставшаяся его часть. Это означает, что при двумерном анализе эффективность регистрации моноэнергетических протонов становится < 1 и имеет энергетическую зависимость. Итак, в случае детектора с "большим" шлейфом происходит искажение регистрируемого спектра, потому что часть протонов данной энергетической группы переводится в группы меньших энергий, а протоны, соответствую-

щие "отсеченной" части шлейфа, вообще не регистрируются. Коррекция спектра на шлейф может содержать следующие моменты:

1) для каждой энергетической группы измеренного спектра начиная с его конца находится принадлежащий ей остаточный шлейф, извлекается из измеренного спектра и присоединяется к своей группе; 2) полученное число импульсов в этой группе делится на эффективность регистрации протонов при данной энергии и т.о. восстанавливается первоначальное число протонов данной группы; 3) число протонов отдачи в спектре $n\rho$ -рассеяния от тонкой полиэтиленовой мишени при установке оси телескопа под углом $\theta_c = 0^\circ$, определяемое по площади аппаратурной линии для моноэнергетической группы этих протонов и используемое для абсолютной нормировки измеренных спектров реакций (n, ρ) и $(n, n\rho)$, также делится на эффективность регистрации протонов с энергией 14,1 МэВ.

3. Коррекция на потерю энергии в газе, заполняющем телескоп. Для каждой группы спектра вычисляется энергия протона до прохождения через газ и производится преобразование спектра к новой энергетической шкале. Так как все частицы проходят в газе одинаковый путь, то их потери энергии одинаковы при одинаковых начальных энергиях, поэтому искажения спектра при прохождении газа легко корректируются.

4. Коррекция на потери энергии и поглощение частиц в мишени. Ситуация в этом случае более сложная, так как протоны реакций (n, p) и $(n, n\rho)$ возникают во всех слоях мишени и проходят в ее вестестве разные пути. Поэтому каждая энергетическая группа протонов размывается по энергии и тем сильнее, чем меньше энергия группы. Кроме того, при энергии частиц ниже той, пробег при которой равен толщине мишени, толщина эффективного слоя мишени становится меньше толщины мишени, и т.о., часть частиц данной энергии не выходит из мишени. Задача коррекции состоит в восстановлении первоначальной формы спектра. Зависимость между первоначальным спектром, функцией отклика, характеризующей искажение моноэнергетической линии в мишени, и искаженным спектром выражается интегральным уравнением Фредгольма I-го рода, которое может быть заменено системой линейных уравнений $\sum_j x_j \sigma_j(E_i) = \sigma_i(\lambda_i)$. Здесь

$\sigma(E_j)$ и $\sigma_3(x_i)$ - ординаты первоначального и искаженного спектра соответственно; E_j - энергия j -го дискретного интервала первоначального спектра; x_i - то же для i -го интервала искаженного спектра; χ_{ij} - матричный элемент матрицы искажений спектра в мишени. Найдено выражение χ_{ij} в виде $\chi_{ij} = (dR/dE)_x \Delta E / R t$, где dR/dE - производная функции пробег-энергия $R = R(E)$ протона в веществе мишени; $R t$ - толщина мишени; ΔE - величина энергетического интервала при дискретном представлении переменных E и x . Матричные элементы вычисляются по этой формуле только в области изменения x и E , которая определена условием $E(R_j - R_t) < x_i < E_j$, где R_j - пробег протона с энергией E_j ; $E(R_j - R_t)$ - энергия протона с пробегом $R_j - R_t$. Вне этой области $\chi_{ij} = 0$. Нахождение ординат первоначального спектра производится методом наименьших квадратов и облегчается применением метода Байеса. Разработан также метод коррекции искажений в мишени, не требующий знания начального участка спектра, который может отсутствовать из-за наличия аппаратного порога. В этом случае восстановление производится с конца спектра, т.е. начиная с последней группы по формуле

$$\sigma(E_k) = [\sigma_3(x_k) - \sum_{\ell=1}^{n-k} \sigma(E_{k+\ell}) \chi_{k k+\ell}] / \chi_{k k},$$

где n - число энергетических групп в спектре.

5. Коррекция на аппаратный порог при использовании последнего метода поправки на искажения в мишени проводится уже после перевода спектра в с.ц.м. путем экстраполяции по статистической теории ядерных реакций, т.к. при малых энергиях испущенных частиц спектр почти полностью определяется процессом через составное ядро. При этом автоматически производится также коррекция на смещение порога регистрации с увеличением угла вылета частицы вследствие сдвига спектра в сторону меньших энергий.

Л и т е р а т у р а

I. Корнилов Н.В. - Препринт ФЭИ-276, 1971.

ПАКЕТ ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ
РЕАКЦИЙ (n, n') И ($n, 2n$)

Д.В. Александров, Б.С. Ковригин, И.О. Пальшау, Е.А. Фролов

(ЛТИ им. Ленсовета, ВНИИ метрологии им. Д.И. Менделеева)

Рассматриваются принципы построения, состав и возможности пакета прикладных программ для комплексной обработки спектрометрической информации о реакциях (n, n') и ($n, 2n$) под действием нейтронов с энергией 14 МэВ.

Arrangement principles, contents and opportunities of the pocket of applied programmes for complex processing of spectrometric information on (n, n') - and ($n, 2n$) - reactions effected by 14 MeV neutrons are considered.

Изучение ядерных реакций (n, n') и ($n, 2n$) под действием нейтронов с энергией 14 МэВ с помощью времяпролетного спектрометра отличается низкой скоростью накопления информации, значительным временем экспозиции и необходимостью привлечения большой по объёму вспомогательной информации при обработке экспериментальных данных. При этом можно выделить два этапа обработки: 1) первичная обработка, под которой понимаются все преобразования, необходимые для взаимно-однозначного перехода от амплитудных распределений импульсов к дважды дифференциальным сечениям реакций в системе центра масс; 2) извлечение физической информации из спектров (оценка квантовомеханических и термодинамических характеристик ядер, определение вкладов конкурирующих процессов в механизм реакций).

Основные операции со спектрометрической информацией могут быть разделены на следующие группы:

- 1) ввод экспериментальных данных и дополнительной информации с различных носителей и вывод результатов обработки;
 - 2) формирование файлов экспериментальных данных на внешних запоминающих устройствах;
 - 3) корректировка спектров на функцию отклика спектрометра и нестабильность электронной аппаратуры;
 - 4) введение поправок, связанных с воздействием внешних условий проведения эксперимента;
 - 5) параметризация калибровочных зависимостей;
 - 6) переход от аппаратурных спектров к спектрам в шкале физических переменных на основе калибровочных зависимостей;
 - 7) преобразование непрерывных спектров в гистограммном представлении, связанное с переходом от одной физической переменной к другой;
 - 8) арифметические операции со спектрами;
 - 9) разделение непрерывных спектров на компоненты и отделение пикоподобных компонент от непрерывной части спектра;
 - 10) оценка погрешностей определения дважды дифференциальных, дифференциальных и полных сечений рассматриваемых реакций и проверка адекватности теоретических моделей, используемых для описания конкурирующих в механизме этих реакций процессов;
- II) обмен массивами данных между различными уровнями памяти ЦВМ;
- 12) наглядное графическое представление экспериментальных данных и результатов обработки для визуального контроля.
- Оптимальным вариантом первичной обработки накапливаемой информации является проведение её в две стадии. На первой стадии целесообразно проводить экспресс-анализ результатов измерений с целью оценки информативности и корректности данных с использованием сравнительно простых вычислительных процедур. Вторая стадия – окончательная обработка спектров с помощью мощных алгоритмов должна обеспечивать получение наиболее точных значений основных характеристик спектров и оценок их погрешностей.

С целью создания долговечного и допускающего развитие программного обеспечения обработки данных по изучению рассматриваемых реакций разработан пакет прикладных программ — функционально полный комплекс программных средств для решения всех возникающих при этом задач. Из отмеченных выше особенностей проведения измерений и необходимых вычислительных процедур обработки вытекают следующие основные требования к пакету: 1) отсутствие необходимости в линиях связи ЦВМ с экспериментальными установками; 2) независимость от типа ЦВМ и её системного программного обеспечения (кроме процедур ввода/вывода и обмена); 3) возможность расширения и использования различных методов реализации отдельных процедур обработки без изменения общей структуры; 4) гибкость и маневренность при изменении условий проведения эксперимента; 5) возможность комбинирования полностью автоматического анализа данных с методами, использующими априорную информацию и режим диалога.

В состав пакета программ входят хранящиеся на магнитных лентах следующие основные части: банк программных модулей (однотипно оформленных программных блоков, из которых производится построение всех необходимых алгоритмов); банк информационных текстов для работы в режиме диалога; банк постоянных калибровок, ядерных данных и таблиц корректирующих функций; банк экспериментальных данных; банк результатов обработки; каталоги банков, а также библиотека программ — монолитов (наиболее часто встречающихся программных сборок).

При работе пакета программ в оперативной памяти машины находятся: резидентная часть данной программной сборки и рабочие массивы; подвергающаяся обработке спектрометрическая информация; поле констант и информационных массивов и промежуточные результаты обработки. Пакет программ широко использует также память на магнитном барабане (диске), где помимо стандартного программного обеспечения хранятся: временный файл экспериментальных данных, копии каталогов и информационных текстов, переносимые туда с магнитных лент, и буферная память пакета.

Программные модули по функциональному назначению услов-

но делятся на четыре группы:

1) общевычислительные (процедуры численного анализа, линейной алгебры и т.д.);

2) специализированные вычислительные (реализующие расчет корректирующих функций, операции преобразований спектров, введения поправок и т.п.);

3) вспомогательные (процедуры ввода/вывода, записи и обмена файлами, графического представления данных);

4) директивные (модули управления), с помощью которых пользователь задает нужную ему последовательность обработки.

Каждый программный модуль должен отвечать определенным требованиям. В частности, он должен получать исходные данные из установленного места памяти и отправлять данные, являющиеся результатом его работы, в другое установленное место; модуль пишется на языке АЛГОЛ и оформляется как процедура или процедура-функция.

Директивные модули во время своей работы обращаются к модулям первых трех групп. Пользователь, незнакомец с языком программирования, может проводить построение алгоритмов обработки спектров путем перечисления обращений к директивным модулям пакета.

Можно выделить три режима работы пакета программ:

1) режим ввода-формирования файлов экспериментальных данных и записи их в банк с регистрацией в каталоге;

2) режим обработки спектрометрической информации по указанной пользователем схеме;

3) информационно-загрузочный режим, при котором проводится включение и исключение модулей, включение и замена ядерных данных и калибровок, закрытие файлов в банках, выдача на печать и проверка каталогов, распечатка числовых файлов в виде таблиц и графиков и т.п.

Любая программная конфигурация, смонтированная из директивных модулей, является ординарной автономной задачей для операционной системы ЦВМ и не предъявляет к ней никаких особых требований.

При разработке пакета программ были предложены и реализованы способы решения ряда специфических задач, возника-

вщих при анализе спектров реакций (n, n') и $(n, 2n)$. Среди них можно отметить аналитический метод введения поправки на многократное рассеяние, в котором производится итерационное вычисление спектра однократного процесса [1]; универсальный алгоритм трансформации спектров в гистограммном представлении, не требующий аналитического введения якобиана преобразования. Последний алгоритм позволяет проводить коррекцию на дифференциальную нелинейность амплитудного анализатора, осуществлять поинтервальные операции со спектрами, связанные с преобразованием шкал, определять погрешности ординат спектров по единой схеме.

Для аппроксимации экспериментальной кривой эффективности нейтронного детектора используется сплайн-м.н.к. процедура.

Извлечение физической информации из спектров, подвергнутых первичной обработке, основывается на ступенчатом алгоритме нелинейного регрессионного анализа [2].

Список литературы

1. Александров Д.В., Ковригин Б.С. - Аналитический метод введения поправки на многократное рассеяние. См. материалы данной конференции.
2. Александров Д.В., Ковригин Б.С. - Метод параметризации спектров реакций (n, χ) и $(n, n\chi)$. См. материалы данной конференции.

МЕТОД ПАРАМЕТРИЗАЦИИ СПЕКТРОВ РЕАКЦИЙ (n, x) И
 (n, nx) НА DT-НЕЙТРОНАХ

Д.В. Александров, Б.С.Ковригин
(ЛТИ им. Ленсовета)

Описывается метод параметризации экспериментальных спектров реакций (n, x) и (n, nx) , в котором коэффициенты разложения являются дифференциальными сечениями конкурирующих парциальных процессов. М.н.к.-оценки параметров теоретических моделей определяются с помощью ступенчатого алгоритма нелинейной оптимизации.

The parameterization method of (n, x) - and (n, nx) -reactions experimental spectra in which decomposition coefficients are differential sections of competing processes is described. Least squares method values of theoretical model parameters are determined by means of stage algorithm of non-linear optimisation.

В настоящее время приобрела существенный интерес экспериментальная информация о сечениях реакций (n, x) и (n, nx) под действием DT-нейтронов. Эти реакции в основном протекают по механизму образования составного ядра, а конкурирующими процессами являются предравновесная эмиссия и прямое взаимодействие.

При сопоставлении экспериментальных и теоретических спектров важно определить область их хотя бы частичного совпадения и найти соответствие компонент. Подгонка модельных выражений проводится методом наименьших квадратов. Найденные с его помощью значения параметров теоретических моделей позволяют определить дважды дифференциальные, дифференциальные и полные сечения отдельных процессов.

Кроме того, актуальна задача нахождения удобной системы эффективных параметров для описания спектров указанных реакций. При этом параметрам придается чаще всего некоторый формальный смысл. Важное значение имеет также систематика полученных спектров, дифференциальных и полных сечений для развития методов теоретического расчета этих величин в тех случаях, когда соответствующие экспериментальные данные отсут-

ствуют.

Нередко применяемые методы разделения вкладов конкурирующих процессов, основанные на частичном использовании визуального анализа и графических приемов, не точны и содержат субъективные моменты. Методы превращения спектров "почти в прямую" и поиска параметров моделей с помощью линейного регрессионного анализа могут привести к грубым ошибкам [1]. Поэтому предпочтительным является метод разложения экспериментальных спектров с помощью техники нелинейного регрессионного анализа.

В случае использования не нормированных специальным образом модельных выражений для сечений отдельных вкладов суммарного спектра при минимизации возникают дополнительные трудности. Они связаны с тем, что значения некоторых членов суммы в минимизируемой функции сильно отличаются по порядку величины от других членов. При этом минимизируемая функция становится нечувствительной к изменениям значений параметров малого члена. С другой стороны, проведение точной теоретической абсолютной нормировки выражений для сечений не имеет смысла в рамках поставленной задачи.

С целью более удобного проведения процесса выделения вкладов конкурирующих механизмов в спектрах рассматриваемых реакций предлагается следующий способ. Модельные выражения для дважды дифференциальных сечений отдельных процессов предварительно нормируются на единицу:

$$\sigma_{ncz}^{(n, n_2)}(\epsilon, \theta) = \frac{\sigma_{th}^{(n, n_2)}(\epsilon, \theta)}{\int \int_{\epsilon, \Omega} \sigma_{th}^{(n, n_2)}(\epsilon, \theta) d\epsilon d\Omega} = C_c \sigma_{th}^{(n, n_2)}(\epsilon, \theta);$$

$$\sigma_{ncz}^{cN}(\epsilon, \theta) = \frac{\sigma_{th}^{cN}(\epsilon, \theta)}{\int \int_{\epsilon, \Omega} \sigma_{th}^{cN}(\epsilon, \theta) d\epsilon d\Omega} = C_z \sigma_{th}^{cN}(\epsilon, \theta);$$

$$\sigma_{ncz}^{PCE}(\varepsilon, \theta) = \frac{\sigma_{th}^{PCE}(\varepsilon, \theta)}{\int \int_{\varepsilon, \Omega} \sigma_{th}^{PCE}(\varepsilon, \theta) d\varepsilon d\Omega} = C_2 \sigma_{th}^{PCE}(\varepsilon, \theta);$$

$$\sigma_{ncz}^{DI}(\varepsilon, \theta) = \frac{\sigma_{th}^{DI}(\varepsilon, \theta)}{\int \int_{\varepsilon, \Omega} \sigma_{th}^{DI}(\varepsilon, \theta) d\varepsilon d\Omega} = C_3 \sigma_{th}^{DI}(\varepsilon, \theta).$$

Здесь ε - энергия канала реакции; Ω - телесный угол; $\sigma_{th}^{(n, nx)}$, σ_{th}^{CN} , σ_{th}^{PCE} , σ_{th}^{DI} - ненормированные теоретические дважды дифференциальные сечения реакций (n, nx) и парциальных вкладов по механизму составного ядра, предравновесной эмиссии и прямого взаимодействия реакции (n, x) ; C_0, C_1, C_2, C_3 - нормировочные множители, значения которых определяются видом модельных формул и значениями входящих в них параметров. В процессе поиска параметров методом наименьших квадратов их значения изменяются, поэтому на каждом этапе этого процесса вычисляются новые значения коэффициентов C , которые и используются до следующего этапа. В общем случае ордината $\sigma_{exp}(\varepsilon, \theta)$ экспериментального спектра в зависимости от ε и угла вылета θ частицы-продукта представляется в виде

$$\sigma_{exp}(\varepsilon, \theta) = K_0 C_c(p_{c1}, p_{c2}, \dots) \sigma_{ncz}^{(n, nx)}(p_{c1}, p_{c2}, \dots, \varepsilon, \theta) + \sum_{i=1}^m K_i C_i(p_{i1}, p_{i2}, \dots) \sigma_{ncz}^{(i)}(p_{i1}, p_{i2}, \dots, \varepsilon, \theta),$$

где K_i - коэффициенты разложения при нормированных модельных спектрах; p_{ij} - нелинейные параметры моделей; m - число предполагаемых конкурирующих механизмов реакции (n, x) . Удобство такой параметризации заключается в том,

что 1) коэффициенты разложения K_i являются дифференциальными сечениями соответствующих процессов и их нахождение не требует интегрирования; 2) в качестве модельных спектров могут применяться таблично заданные функции, рассчитанные отдельно по формулам любой степени сложности.

При расчете нормированных модельных спектров применяются выражения для сечений равновесных, предравновесных и прямых процессов по различным вариациям теорий ядерных реакций и моделей возбужденных ядер. В частности, для описания равновесного процесса получена формула для дважды дифференциального сечения в рамках модели Хаузера-Тешбаха-Мольдауэра.

Реакция $(n, l\chi)$ предполагается идущей через составное ядро и для неё используются выражения: 1) в форме Вайскопфа-Ивинга [2], 2) через ядерную температуру после вылета второй частицы.

Задача разложения спектра на компоненты методом наименьших квадратов в случае, когда искомые параметры нелинейно входят в выражения модельных функций, является задачей нелинейного программирования (нелинейной оптимизации). При этом целевой функцией является сумма взвешенных квадратов разностей между экспериментальными и расчетными значениями, а поиск оптимальных параметров проводится итерационным способом.

Существует большое количество методов поиска экстремума функционала [3], однако ни один из них не может гарантировать сходимость итерационного процесса при любом наборе экспериментальных данных. Вне зависимости от конкретного метода решения задача минимизации функционала, зависящего нелинейно от искомых параметров, включает три этапа: 1) нахождение начальных приближений параметров; 2) уточнение параметров; 3) завершение процесса уточнения при достижении заданной точности. Разные методы уточнения параметров отличаются друг от друга способом выбора направления поиска и длины шага вдоль этого направления. В таких методах последовательность значений искомых параметров $\{\vec{p}_k\}$ строится по формуле $\vec{p}_{k+1} = \vec{p}_k + h_k \Delta \vec{p}_k$, где $\Delta \vec{p}_k$ - направление поиска, а h_k - длина шага вдоль него. Из

сказанного очевидно, что задача нелинейной оптимизации может быть разбита на отдельные стадии, допускающие автономную реализацию разными методами.

В настоящей работе для поиска м.н.к.-оценок параметров теоретических моделей применяется ступенчатый алгоритм. В зависимости от конкретной задачи разложения экспериментального спектра, если не найдено перспективного направления поиска или если скорость сходимости мала, происходит переход на более мощный алгоритм выбора направления. На каждой итерации происходит проектирование промежуточных оценок параметров на область ограничений, задаваемую из физических соображений. Это не позволяет оценкам параметров выходить за пределы области их состоятельности и сходимости итераций.

Аппарат фиксации отдельных параметров на любом этапе процесса позволяет осуществлять параметризацию спектров с сохранением физического смысла параметров в рамках используемых моделей.

Специальная процедура графического представления результатов итерации дает возможность следить за ходом вычислительного процесса и при необходимости вносить в него коррективы.

Список литературы

1. Хартман К. и др. Планирование эксперимента в исследовании технологических процессов. Мир, М., 1977.
2. Бычков В.М., Пляскин В.И. - В сб. Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г., часть 2, с.89, М., 1977.
3. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. Мир, М., 1975.

АВТОМАТИЧЕСКАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ПРИНЦИПУ НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ

И. Е. Калуба, А. А. Голубова
(ИЯИ АН УССР)

Предложен метод автоматического определения степени аппроксимирующего полинома для описания набора точек массива (x, y) при использовании метода наименьших квадратов. Дополнительно учитывается информация о законе распределения случайной физической величины y_i при фиксированном значении аргумента x_i .

The method of an automatic determination of the degree of approximative polynom for a description of a point array (x, y) at the use of least squares fitting is proposed. The additional information on law of distributions of a physical random quantity y_i at fixed argument x_i is made use.

Для обработки экспериментальной информации нами был предложен метод [1], позволяющий найти достаточно надежную аппроксимацию для набора дискретных точек массива (x, y) при использовании принципа наименьших квадратов, в котором дополнительно учитывается информативность задачи путем рассмотрения распределения случайных значений измеряемой величины y .

Метод состоит в том, что вместо одного набора дискретных значений y_i задается полоса их вероятностных значений, которые определяются статистическими свойствами величины y_i . И если аппроксимирующую функцию $f(L; x)$ представить в виде разложения по линейно-независимым функциям $\varphi_e(x)$

$$f(L; x) = \sum_{e=0}^L a_e \varphi_e(x), \quad (1)$$

тогда с ростом "мощности" вероятностной полосы ее дисперсия уменьшается, что делает функцию $f(L; x)$ более чувствительной к изменению L . Среднеквадратичное отклонение функции (1) от значений y_i достигает минимума при некотором L_{opt} , а затем начинает нерегулярно осциллировать в его окрестности.

Обозначения

Пусть $\{x_i\}$ - массив значений экспериментальной перемен-

ной (аргумента) размерности N ; $\{\bar{y}_i\} \equiv \{\overline{y(x_i)}\}$ — массив значений измеряемой величины y . Между этими массивами предполагается однозначное соответствие, однако для любого из элементов x_i может существовать подмножество значений y , т.е. $\{y_{ri}\}$, $r=1, 2, \dots, m_i$ (индекс m_i означает количество величин y для фиксированного значения x_i). Следовательно, полный объем массива $\{y_i\}$ равен $M = \sum m_i$; $\{\Delta y_i\}$ — массив невязок y ; при этом полагаем $\Delta x_i \ll \Delta y_i$.

Математическое ожидание случайной величины \bar{y}_i может отличаться от ее истинного значения из-за возможных систематических ошибок, однако будем считать, что последние уже учтены при обработке эксперимента.

Случайная ошибка включает в себя очень большое число разнородных ошибок, поэтому можно считать ее распределенной по нормальному закону с дисперсией $\mathcal{D}(y_i) = \sigma_i^2$. Среднеквадратичное отклонение σ_i может быть сопоставлено с невязками $\Delta y_i \approx R \sigma_i$. В таком случае экспериментально наблюдаемое распределение y_i^P легко связать с нормированным распределением в интервале $(0, 1)$ случайных чисел $N(0; 1)$ с параметрами $\sigma_i = 1$ и $\bar{y}_i = 0$ выражением

$$y_i^P = N^P(0; 1) \cdot \sigma_i + \bar{y}_i. \quad (2)$$

Здесь индекс P ($P=1, 2, \dots, \mathcal{P}$) означает номер обращения к выборке $N(0; 1)$; \mathcal{P} — количество обращений, т.е. число вероятностных кривых для y как функций аргумента x .

Пусть для каждого значения x_i измеренные значения \bar{y}_i характеризуются весами g_i

$$g_i = \sigma^2 / \sigma_i^2; \quad \sum_{i=1}^N g_i = 1, \quad (3)$$

где σ^2 — асимптотическая дисперсия [2], не являющаяся предметом измерений; ее можно лишь оценить при некоторых модельных предположениях. Если y_i получены в одном эксперименте, тогда все m_i значений y_{ri} будут иметь одну и ту же дисперсию σ_i^2 . Тогда из (3) следует, что

$$g_i = (\Delta y_i)^{-2} \left\{ \sum_{j=1}^N (\Delta y_j)^{-2} \right\}^{-1}, \quad (4)$$

и аппроксимирующий полином (I) будет подчиняться нормальному

распределению с дисперсией [3]

$$D(x) = \sigma^2 \sum_{\ell=0}^L \varphi_{\ell}^2(x) \left\{ \sum_{i=1}^N m_i g_i \varphi_{\ell}^2(x_i) \right\}^{-1}, \quad (5)$$

численное значение которой убывает с ростом m_i . Выражение (5) является основой предложенного метода.

Вычисление коэффициентов α_{ℓ}

Согласно стандартному методу наименьших квадратов нахождение коэффициентов α_{ℓ} функции (1) сводится к минимизации [3]

$$Q_L = \sum_{i=1}^N g_i [f(L; x_i) - \bar{y}_i]^2, \quad (6)$$

Если все функции $f(L; x)$ дифференцируемы, то задача минимизации Q_L сводится к решению матричного уравнения

$$\hat{H} \hat{\alpha} = \hat{B}, \quad (7)$$

элементы матриц которого есть

$$H_{k\ell} = H_{\ell k} = \sum_{i=1}^N g_i \varphi_k(x_i) \varphi_{\ell}(x_i), \quad (8)$$

$$B_{\ell} = \sum_{i=1}^N g_i \bar{y}_i \varphi_{\ell}(x_i); \quad (\ell, k = 0, 1, \dots, L). \quad (9)$$

Решив уравнение (7) с учетом (8) и (9), получим

$$\alpha_k(L) = \sum_{\ell=0}^L (H^{-1})_{k\ell} B_{\ell}. \quad (10)$$

Схема вычисления L_{opt} включает в себя последовательное определение коэффициентов $\alpha_k(L)$ для каждого $L = 0, 1, \dots, L_{opt} + 1$ и нахождение функционала

$$Q_L = \sum_{p=1}^P \sum_{i=1}^N g_i \left[y_i^p - \sum_{\ell=0}^L \alpha_{\ell}(L) \varphi_{\ell}(x_i) \right]^2. \quad (11)$$

Определение минимума Q_L требует проверки знака выражения

$$R_L = Q_L - Q_{L-1}. \quad (12)$$

Если $R_L < 0$, то $L \rightarrow L+1$; при $R_L > 0$ необходимо анализировать на значимость статистику

$$K_L = R_L / Q_{L-1}. \quad (13)$$

которая представляет некоторый аналог статистики Фишера (отличается множителем $N-L-1$). Если, например, $K_L > 0,2$, то за величину L_{opt} принимаем $L-1$; если K_L незначимо ($K_L < 0,2$), переходим к вычислениям с заменой L на $L+1$. Таким образом, процесс минимизации продолжается до тех пор, пока не будут одновременно выполняться для данного L неравенства

$$R_L > 0 ; K_L > 0,2 , \quad (14)$$

что и определит $L_{opt} = L-1$.

Используя полученное значение L_{opt} , находим $\alpha_\ell(L_{opt})$ согласно (10). Однако задача аппроксимации решена лишь частично. Необходимо еще установить доверительные границы статистик α_ℓ . Предполагая, что при достаточно полной выборке из генеральной совокупности наблюдаемых y_{ri} вероятность найти "истинную" ошибку ε_{ri} для y_i в интервале $(\varepsilon_{ri}, \varepsilon_{ri} + d\varepsilon_{ri})$ есть

$$P(\varepsilon_{ri})d\varepsilon_{ri} = (2\pi)^{-\frac{1}{2}}\sigma_i^{-1} \exp[-\varepsilon_{ri}^2(2\sigma_i^2)^{-1}]d\varepsilon_{ri}, \quad (15)$$

тогда после усреднения по числу измерений $M = \sum m_i$ будем иметь

$$\overline{(\alpha_k - \hat{\alpha}_k)^2} = \sigma^2(H^{-1})_{kk} \quad (16)$$

(здесь $\hat{\alpha}_k$ - коэффициенты разложения "истинной" аппроксимирующей функции вида (1)).

В качестве оценки σ^2 можно принять величину [2]

$$\sigma^2 \approx s^2 = q(N-L_{opt}-1). \quad (17)$$

При больших $(N-L_{opt}-1)$ величина s^2 является хорошей оценкой для σ^2 , однако при малых $(N-L_{opt}-1)$ эта оценка очень не точна, что следует из анализа функции распределения случайной величины (s). Хотя s^2 не является дисперсией, ее математическое ожидание приближается к дисперсии генеральной совокупности. В таком случае из χ^2 -распределения будем иметь

$$\chi^2(N-L-1)^{-1} = q(N-L-1)^{-1}\sigma^{-2} = s^2\sigma^{-2}. \quad (18)$$

Тогда доверительные границы для $s^2\sigma^{-2}$ можно получить с помощью таблиц для χ^2 -распределения в зависимости от числа степеней свободы $(N-L-1)$ [4]. Следовательно, из (16) будем иметь для ошибки в определении коэффициентов α_ℓ

$$\sqrt{(a_k - \hat{a}_k)^2} = \sqrt{q(N - L_{opt} - 1)^{-1} (H^{-1})_{kk}}. \quad (19)$$

Обсуждение методики

Предложенная методика проверялась на примерах угловых распределений рассеянных нейтронов в широком диапазоне массовых чисел и энергий, когда в качестве функций $\varphi_j(x)$ использовались полиномы Лежандра, являющиеся функциями угла рассеяния нейтронов ($x \equiv \cos \theta$).

Численный анализ показал: 1) функционал Q_L в действительности не является строго монотонной функцией переменной L , поэтому проверка условия (13) обязательна; 2) с увеличением \mathcal{P} более сильно проявляется значимость статистики (13) при определении L_{opt} ; 3) достаточно ограничиться числом вероятностных кривых $\mathcal{P} = 10$.

Нами не используется критерий Гаусса при нахождении функции (II), поскольку он в ряде случаев может приводить к неустойчивым решениям. Что же касается использования более мощных критериев, например критерия Фишера [3], то в неявном виде они используются при установлении дисперсии нормальных выборок. Это обусловлено тем, что при решении вопроса о значимости коэффициента $A_{L_{opt}+1}$ (критерий Фишера) мы тем самым решаем вопрос о минимальном значении L_{opt} , при котором аппроксимирующая функция (I) уже полностью попадает в полосу вероятностных значений измеряемой физической величины Y_{ri} .

Список литературы

1. И. Е. Кашуба, А. А. Голубова. - Прогр. и тез. докл. 21-го Ежегодного совещ. по ядрам, спектроскопии и структ. атомн. ядра. Наука, Л., 1971, часть 2, с. 314.
2. Б.Л. ван дер Варден. Математическая статистика. - ИЛ, М., 1960. 434 с.
3. Д. Худсон. Статистика для физиков. - Мир, М., 1970. 296 с.
4. А. К. Митропольский. Техника статистических вычислений. - Наука, М., 1971, 576 с.

ВЛИЯНИЕ САМОПОГЛОЩЕНИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ СПЕКТРАЛЬНЫХ γ -ЛИНИЙ
В ИЗЛУЧАТЕЛЯХ С НЕРАВНОМЕРНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ АКТИВНОСТИ

В. В. Кравцов
(КГУ)

Рассмотрено самопоглощение проникающей радиации в излучателях различных конфигураций с неоднородным распределением радиоактивного вещества в них. Проведена классификация и введена количественная оценка степени неоднородности. Установлена общая закономерность в поведении коэффициента самопоглощения в области $\alpha \gg 1$.

The paper deals with self-absorption of radiation by radiation sources of various configurations, with heterogeneous distribution of radioactive substance in them. It has been offered classification and introduced quantitative estimation of heterogeneity degree. The common rule in behaviour of self-absorption coefficient with large α values was stated.

Многие реальные радиоактивные источники не могут считаться однородными. Так, в излучателе конечных размеров, образованном при активации вблизи нейтронного источника, распределение активности по объему существенно не однородно.

В настоящей работе (в отличие от [1,2]) приведены результаты расчета величины коэффициента самопоглощения $f = J(\alpha, z)/J(0, z)$ для различных неоднородных источников. Решения получены в пренебрежении вкладом многократных процессов взаимодействия γ -излучения с веществом и определяют кратность ослабления моноэнергетического γ -излучения непосредственно в источнике.

Классификация неоднородных источников проведена по схеме, отражающей аналитически характер распределения радиоактивного вещества в источнике:

1. Линейная неоднородность. Распределение активности в источнике - линейная функция координат источника $g(x) = G(\alpha \pm x)/\alpha + \beta$ (вставка на рис.1).

2. Квадратичная неоднородность. Распределение активности для одномерного излучателя $g(x) = G h^2/(h \pm x)^2$. Степень неоднородности характеризуется параметром $\beta = h/\alpha$ (вставка на рис.2).

3. Ступенчатая неоднородность. Распределение радиоактивного вещества в таком источнике может быть охарактеризовано параметром $\beta = \alpha_1/\alpha$ (вставка на рис.3).

Как частный случай распределения 1 - 3 включают в себя и

излучатели с равномерным распределением активности.

1. Линейный удаленный источник. а) Распределение активности типа I. Для случая спада-нарастания (f_1, f_2) активности в сторону точки наблюдения при $\theta = 0$ коэффициент самопоглощения равен

$$f_1 = 2(1 - e^{-\alpha} - \alpha e^{-\alpha}) \alpha^{-2}, \quad f_2 = 2(\alpha + e^{\alpha} - 1) \alpha^{-2}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = 2\alpha_m$, m - линейный коэффициент ослабления γ -квантов.

Сравнение (1) с аналогичным выражением для однородного излучателя f_0 [1] приводит к функциям

$$\eta_1 = 2[\alpha^{-1} - (e^{\alpha} - 1)^{-1}], \quad \eta_2 = 2[e^{\alpha}(e^{\alpha} - 1)^{-1} - \alpha^{-1}]. \quad (2)$$

Поведение функций (2) ($\eta = f/f_0$) показано на рис.1.

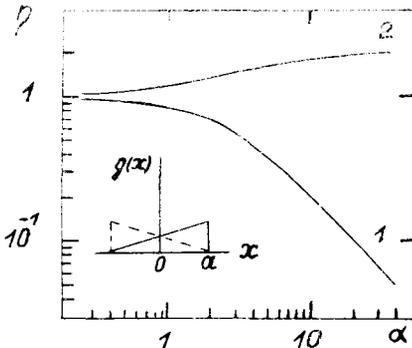


Рис.1. Кривая 1 - η_1 , 2 - η_2

б) Распределение активности - п.2. При спаде (нарастании) активности в сторону точки наблюдения

$$f_1 = \alpha^{-1} \{ z e^{-\alpha} - u + u z e^{-\alpha} [E_1(z) - E_1(u)] \}, \quad f_2 = \alpha^{-1} \{ z - u e^{-\alpha} - u z e^{\alpha} [E_1(z) - E_1(u)] \}, \quad (3)$$

где $u = \alpha(\beta - 1)/2$; $z = \alpha(\beta + 1)/2$; $E_1(x)$ - интегральная показательная функция. Сравнение коэффициентов самопоглощения (3) с данными для однородного излучателя [1] показано на рис.2. При $\alpha \gg 1$ $\eta = (\beta \pm 1)/(\beta \mp 1)$.

в) Распределение активности вдоль источника согласно п.3.

Если во внутренней области источника от $-a_1$ до a_1 , $m = 0$, то

$$f = (1 - e^{\alpha(1-\gamma)}) \alpha^{-1} (1-\gamma)^{-1}. \quad (4)$$

Выражение (4) совпадает с аналогичным выражением для однородного источника [1] с эквивалентным размером $\alpha_{\text{эф}} = \alpha(1-\gamma)$.

г) В дополнение к п. в, центральная часть источника заполнена веществом с коэффициентом поглощения, равным коэффициенту поглощения в активной его части:

$$f = (1 - e^{-\alpha} + e^{-\alpha(1+\gamma)/2} - e^{-\alpha(1-\gamma)/2}) \alpha^{-1} (1-\gamma)^{-1}. \quad (5)$$

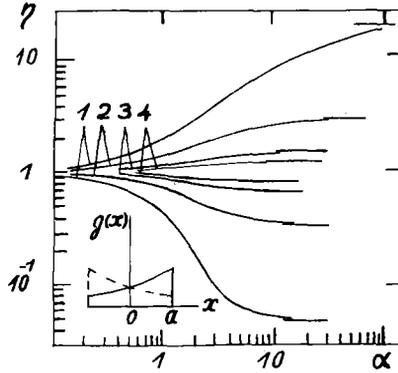


Рис. 2. Кривые 1 - $\beta = 1, 1$; 2 - $\beta = 2$; 3 - $\beta = 5$; 4 - $\beta = 10$. Поведение функций (4) и (5) показано на рис.3 при различных значениях параметра γ .

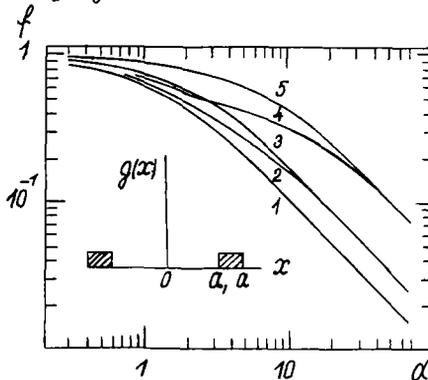


Рис.3. Значения f по (4) - кривые 1,3,5 и по (5) - кривые 2,4. Кривая 1 - $\gamma = 0$; 2,3 - $\gamma = 0,4$; 4,5 - $\gamma = 0,8$

II. Удаленный цилиндрический источник. а) Распределение радиоактивного вещества согласно п.3 (полый цилиндр [3])

$$f = (4\pi)(1-\gamma^2)^{-1} \alpha^{-1} \int_0^1 [(1-e^{-\alpha u}) + \gamma e^{-\alpha z} (1-e^{-\alpha \gamma u})] dx, \quad (6)$$

где $u = (1-x^2)^{1/2}$; $z = (1-\gamma^2 x^2)^{1/2}$.

б) При наличии поглощения во внутренней части цилиндра

$$f = \alpha^{-1} (1-\gamma^2)^{-1} (4\pi) \left[\int_0^1 (1-e^{-\alpha u}) dx + \gamma \int_0^1 (e^{-\alpha(z+u)/2} - e^{-\alpha(z-u)/2}) dx \right]. \quad (7)$$

в) Центральная часть цилиндра непроницаема для излучения из его внешней части:

$$f = \left(\frac{2}{\alpha}\right)^{1/2} \left[2 - \gamma^2 - (\gamma^2 - \gamma^4)^{1/2} - \alpha \cos \gamma y\right]^{-1} \int_0^1 \left(1 - e^{-\alpha u} + \gamma e^{-\alpha z} - \gamma e^{-\alpha(z-\gamma u)/2}\right) dx. \quad (8)$$

При $\gamma = 0$ и $\alpha \gg 1$ выражения (6), (7) и (8) совпадают, как и должно быть.

III. Сферический источник. а) Распределение активности согласно п.2.

$$J(\alpha, \beta, \omega) \sim \iint_0^1 \left[\tilde{r}^2 + (\lambda z + u)^2 - 2u\tilde{r}(\lambda z + u)\right]^{-1} e^{-\alpha u} dx dy, \quad (9)$$

где $\tilde{r} = \beta\omega + 1$, $\lambda = 2\gamma - 1$, $u = (1 - \omega^2 x^2)^{1/2}$, $z = (\omega^2 - \omega^4 x^2)^{1/2}$, $\omega = a/c$, a - радиус шара, c - расстояние от точки наблюдения до центра шара.

Выражение (9) справедливо для источника, активность которого спадает в направлении точки наблюдения. Сравнение неравномерно и равномерно активированного шара показано на рис. 4.

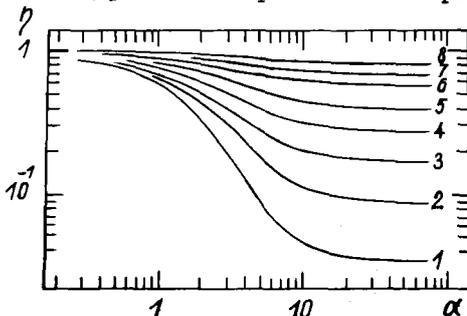


Рис. 4. Кривые 1, 2, 3 - $\beta = 1, 1$; 4, 5 - $\beta = 2$; 6, 7, 8 - $\beta = 10$.
Кривые 1 - $\omega = 0, 01$; 2, 4, 6 - $\omega = 0, 5$; 3, 5, 7 - $\omega = 0, 87$; 8 - $\omega = 0, 99$.

б) Распределение активности согласно п.3. Поглощение излучения внутри шара отсутствует (полый шар [3]):

$$f = \alpha^2 (1 - \gamma^2)^{-1} \left[\frac{3}{4} (z(u+1)e^u + (z+1)e^z + u^2 E_3(u) - \alpha^2 (1 + \gamma^2) E_3(z) + 2\alpha^2 - 4) \right], \quad (10)$$

где $u = \alpha(1 - \gamma^2)^{1/2}$, $z = \alpha(1 - \gamma)$.

в) В отличие от п. III.б. в центре шара поглощение излучения эквивалентно поглощению в его внешней части:

$$f = 3\alpha^3 (1 - \gamma^3)^{-1} \left[e^{ku} (ku+1) - e^{ku/2} (ku/2+1) + e^{ku} (ku+1) + ku^2 E_3(ku) - k^2 u^2 E_3(ku) + \alpha^2/2 \right], \quad (11)$$

где $k^2 = (1 - \gamma)(1 + \gamma)^{-1}$, $u = \alpha(1 - \gamma^2)^{1/2} / 2$.

г) Центральная часть шара непроницаема для излучения из его периферийной части:

$$f = 6\alpha^{-2} [(1-\gamma^2)^{-3/2} - 1 - \gamma^2] \left[e^{-\mu x} (\mu x + 1) - e^{-\mu_0 x} (\mu_0 x + 1) + e^{-\mu_0 x} (2\mu_0 x - 1) + \mu^2 \Gamma_3 - \mu_0^2 \Gamma_3 (\mu x + \frac{\alpha^2}{2}) \right]. \quad (12)$$

При $\gamma = 0$ и $\alpha \gg 1$ выражения (10), (11) и (12) совпадают с величиной $f = 3/2\alpha$.

Во всех рассмотренных в пп. I-III задачах можно выделить следующую характерную особенность. В области $\alpha \gg 1$ коэффициент самопоглощения $f = B/\alpha$. Значения постоянной B зависят как от типа неоднородности, так и от геометрии источника-детектор. B является константой для заданного источника и фиксированной геометрии наблюдения. Эта закономерность соответствует тому факту, что при больших значениях α всякий объемный излучатель превращается в поверхностный, когда излучение внутренних, глубоких областей не выходит за пределы источника. Наиболее наглядно это видно на примере одномерного источника (рис.5).

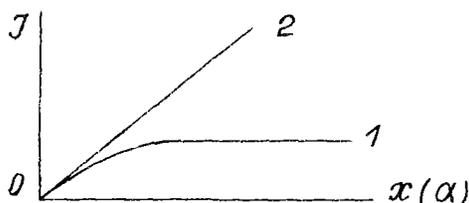


Рис.5. Кривая 1-выход излучения, 2-активность источника

Соотношение $f = B/\alpha$ является следствием также чисто математической теоремы, связанной с оценками величины интегралов $J(a, z)$ и $J(c, z)$ для широкого круга подынтегральных функций, характеризующих распределение активности в источнике.

Обобщая полученный ранее вывод, можно сформулировать следующий закон: для любых толстых источников ($\alpha \gg 1$) коэффициент самопоглощения обратно пропорционален величине коэффициента линейного поглощения (μ) γ -излучения в материале источника.

Список литературы

1. Горшков Г.В. Проникающие излучения радиоактивных источников. Л., Наука, 1967, 394 с.
2. Федина В.К. Ядерные излучения тел различной формы (основы теории). Л., Изд-во Ленинград. ун-та, 1973, 194 с.
3. Кравцов В.В. Вести, Киев. ун-та. Физика, вып. 20. Киев, Изд-во Вища школа, 1979, с.50 - 58.

АНАЛИЗ ГАММА-СПЕКТРОВ, ИЗМЕРЕННЫХ СПИНТИЛЛЯЦИОННЫМ
СПЕКТРОМЕТРОМ С КРИСТАЛЛОМ NaI(Tl)

Г.Г. Зайкин
(ИЯИ АН УССР)

Описана программа для анализа гамма-спектров, измеренных спинтилляционным спектрометром с кристаллом NaI(Tl). Вспомогательные программы для расчета функции отклика спектрометра и спектров совпадающего суммирования используют в качестве входных данных экспериментальные спектры, полученные от калиброванных моноэнергетических гамма-источников. Программа написана на языке ФОРТРАН-IV.

The computer program for the analysis of gamma ray spectra from NaI(Tl) scintillation spectrometer is described. Subroutines for computing the response function of the spectrometer and sum coincidence spectra use experimental spectra from calibrated monoenergetic gamma-sources as input data. The program is written in FORTRAN IV.

Программа разработана для анализа γ -спектров, измеренных спинтилляционным спектрометром с кристаллом NaI(Tl) в диапазоне энергий 0,3 - 2,0 МэВ. Предполагается, что спектры содержат компоненты с известными характеристиками. Программа выполняется в следующей последовательности:

1. Сложный амплитудный спектр анализируется с целью определения числа фотопиков и их положения в шкале каналов.
2. Используя хорошо разрешенный фотопик в спектре, относящийся к γ -кванту известной энергии, преобразуют экспериментальный спектр к стандартной шкале для исключения эффекта дрейфа усиления спектрометра.
3. Конструируются компоненты спектра, которые представляют собой или отдельные функции отклика спектрометра к γ -квантам, или их комбинации с весовыми множителями. Для расчета компонентов используются соответствующие вспомогательные программы.
4. Применяя подгонку спектра по методу наименьших квадратов, находят вклад каждого из компонентов.

Пусть амплитудный спектр состоит из n каналов и содержит m компонентов. Скорость счета в канале i от j -компонента определим как S_{ij} , а полная скорость счета от всех компонентов

$$c_i = \sum_{j=1}^m \alpha_j \cdot S_{ij} + R_i, \quad (1)$$

где R_i — случайная ошибка. В методе наименьших квадратов минимизируется величина

$$R^2 = \sum_{i=1}^n (c_i - \sum_{j=1}^m \alpha_j \cdot S_{ij})^2 \cdot w_i, \quad (2)$$

где w_i — весовой множитель. Необходимым и достаточным условием минимума является выполнение системы уравнений

$$dR^2/d\alpha_j = 0 \quad (3)$$

для всех значений j . Качество подгонки по всем каналам определяется величиной $\chi^2/(n-m-1) = R^2/(n-m-1)$.

В идеальном случае эта величина должна быть равна 1. Реально обычно получается значение 2 — 4.

В настоящей работе используется процедура определения функции отклика спектрометра, аналогичная в основных чертах описанной в [1]. Сначала получают стандартные спектры, используя моноэнергетические γ -источники. Функцию отклика для произвольной энергии получают путем интерполяции стандартных спектров. Преимущество метода заключается в учете всех явлений, происходящих внутри и снаружи кристалла (рассеяние, поглощение, обратное рассеяние и т.д.). Однако главным образом из-за способа интерполяции очень трудно избежать искажений некоторых частей интерполируемого спектра. Вычисленная функция отклика справедлива только для конкретного детектора в строго определенных условиях, т.к. любая другая система будет иметь отличающиеся рассеивающие и поглощающие свойства. Стандартные гамма-спектры получены для калиброванных источников (ОСГИ) ^{113}Sn , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn и ^{88}Y . Энергии моноэнергетических γ -квантов равны соответственно 391,689; 661,683; 834,822; 1115,526 и 1836,014 КэВ. Выход γ -квантов из источников определен с точностью 3%. Источники располагались на расстоянии 15,2 см от поверхности кристалла NaI(Tl) ϕ 7,8 \times 7,8 см в дощике из железа. Для поглощения β -излучения источников использовался абсорбер из алюминия толщиной 1,35 г/см². Экспериментальные спектры исправлялись с учетом мертвого времени, фона и нормировались на поток 10^6 γ -квантов, падающих на кристалл. Из спектров источников ^{65}Zn и ^{88}Y были вычтены распределения, соответствующие γ -квантам с энергией 511 КэВ и 898 КэВ соответственно. Эффект случайного суммирования импульсов был сведен к минимуму выбором соответствующей загрузки детектора (не превышала величину 2000 имп/сек). В большинстве работ предполагается, что

фотопик может быть удовлетворительно описан функцией Гаусса. Однако комптоновское рассеяние γ -квантов на малые углы в абсорбере может привести к некоторой асимметрии фотопика. Поэтому в работе использовалась для подгонки фотопика функция вида:

$$f(x) = y_0 \cdot e^{x p} [-\ln 2 \cdot (x - x_p)^2 / H^2], \quad (4)$$

где $H = \begin{cases} h' & \text{для } x < x_p, \\ h'' & \text{для } x > x_p; \end{cases}$

x_p - положение пика в шкале каналов; y_0 - высота пика; h', h'' - левая и правая полуширины пика на половине его высоты. Для параметров h' и h'' использовались следующие выражения:

$$h' = 0,681757 + 0,00190216 \cdot \sqrt{x_p}, \quad (5)$$

$$h'' = 0,634073 + 0,00188590 \cdot \sqrt{x_p}. \quad (6)$$

Соотношение амплитуда-энергия, учитывающее нелинейность световых выходов кристалла $NoI(I\ell)$, определяется зависимостями:

$$E = -141,438 + 18,3633 \cdot x_p - 0,0185547 \cdot x_p^2 - 0,295639 \cdot 10^{-3} \cdot x_p^3, \quad (7)$$

$$x_p = 7,39844 + 0,05534 \cdot E - 5,36069 \cdot 10^{-6} \cdot E^2 + 4,62751 \cdot 10^{-9} \cdot E^3. \quad (8)$$

Если известны абсолютный выход γ -квантов из источника и число отсчетов в фотопике ($S = y_0 \cdot \sqrt{\pi} / \ln 2 \cdot h''$), то фотопиковая эффективность (ϵ_p) определяется с точностью до коэффициента α (поправка на поглощение γ -квантов в абсорбере):

$$\alpha \epsilon_p = -0,004668 + 27,6070/E - 6,43721 \cdot 10^5/E^2 + 8,4235 \cdot 10^7/E^3, \quad (9)$$

где E - энергия γ -кванта в КэВ.

Главными особенностями моноэнергетического γ -спектра являются: фотопик (энергия E , положение в шкале каналов X'_p), пик обратного рассеяния (энергия $E_B = E/[1 + (2/511) \cdot E]$, положение X'_B) и комптоновский край (энергия $E_C = E - E_B$, положение X'_C). Значения X'_p, X'_B и X'_C могут быть вычислены из выражения (8). Первый член этого выражения определяет нуль шкалы спектрометра X'_0 . Полученные значения округляются до ближайшего целого и обозначаются X_p, X_B, X_C и X_0 . После вычитания фотопика нормализованный спектр делится на три сегмента $X_0 < X \leq X_B, X_B < X \leq X_C$ и $X_C < X \leq X_p$, где X - номер канала. Затем осуществляется преобразование шкалы каналов таким образом, чтобы основные особенности спектров проявлялись в одних и тех же местах новой шкалы. Для этого, используя линейную интерполяцию экспериментальных значений с постоянным шагом, в трех сегментах вычисляют 50, 100 и 50 значений соответственно. Обозначим новую шкалу Z . Тогда пик

обратного рассеяния будет находиться при $Z = 50$, комptonовский край вблизи $Z = 150$ и фотопик при $Z = 200$. "Растянутый" комptonовский спектр для произвольной энергии в исследуемом диапазоне получаем путем линейной интерполяции двух соседних "растянутых" спектров для всех значений Z . Затем интерполированный спектр преобразуется к шкале X , т.е. "сжимается". К полученному нормированному комptonовскому распределению прибавляется фотопик, вычисленный по формуле (4) с параметрами h', h'', x_p из (5), (6), (8). Y_0 определяется из $Y_0 = 10^6 \cdot \alpha E_p / (\sqrt{\pi} / \ln 2 \cdot h'')$.

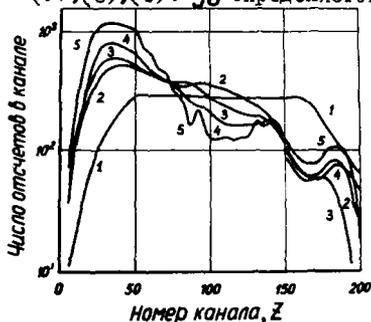


Рис. 1. "Растянутые" комptonовские спектры для γ -квантов с энергией (КэВ): 1- 391; 2- 661; 3- 865; 4- 1115; 5- 1836

Если при распаде радиоактивного изотопа кроме одиночных испускаются два и больше каскадных γ -кванта, то измеряемый спектр дополнительно содержит суммарное распределение, являющееся результатом одновременной регистрации двух и более совпадающих γ -квантов. В настоящей работе составлена программа для расчета спектров совпадающего суммирования для каскадов из двух γ -квантов. Алгоритм приведен в [2]. Для коррекции дрейфа усиления спектрометра используется программа сдвига спектра. В описанных выше программах используются вспомогательные программы, описанные в [3]: программы сглаживания и интерполяции экспериментальных данных, подгонки данных полиномами, системой функции Гаусса и функциями произвольного вида.

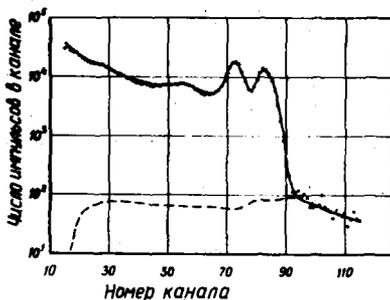


Рис. 2. Сравнение экспериментального спектра источника ^{60}Co и рассчитанного - сплошная кривая. Штриховой кривой показан рассчитанный спектр совпадающего суммирования.

На рис. 2 показаны экспериментальный спектр ^{60}Co и рассчитанный. В спектре выделены три компонен-

ты: функции отклика для γ -квантов с энергией 1173 КэВ и 1332 КэВ и спектр суммарных совпадений. Эффектом случайного суммирования импульсов в данном случае можно пренебречь. Подгонка спектра осуществлялась в интервале каналов 55 - 115. Для относительной интенсивности γ -квантов, составляющих каскад, получено значение $0,985 \pm 0,018$, что согласуется со значением 1,00 из схемы распада. Используемые стандартные γ -спектры являются первым набором входных данных для программ. Дальнейшее их уточнение и получение стандартных спектров в диапазоне энергии γ -квантов 1,1 - 1,8 МэВ позволит улучшить подгонку γ -спектров.

Таким образом, созданная программа анализа γ -спектров позволяет описать главные особенности γ -спектров, полученных с помощью спинтлляционного спектрометра с кристаллом $NaI(Tl)$, и позволяет проводить количественный анализ различных компонентов γ -спектра с известными характеристиками. Точность анализа определяется в основном точностью используемой входной информации и методом интерполяции комптоновских распределений.

Список литературы

1. Heath R.L., Helmer R.C., Schmittroth and Cazier G.A. - Nucl. Instr. and Meth., 1967, v. 47, p. 281.
2. Heath R.L. - Nucleonics, 1962, v. 20, p. 67.
3. Рудчик А.Т. - Обробка експериментальної інформації на ЕЦОМ. Київ, Наукова думка, 1976.

О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА МАЛЫХ ВЫБОРОК ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ
ИМПУЛЬСНЫХ ПОТОКОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ПЛАЗМЫ

М. В. Кириллов-Угрюмов, В. К. Ляпидевский, В. А. Прорвич,

М. П. Шарак

(МИФИ)

Описано применение метода малых выборок для спектрометрии импульсных потоков нейтронов, испускаемых плазмой. Проанализированы особенности его аппаратной реализации. Показана применимость метода для импульсных потоков малой интенсивности (начиная с 10^4 нейтронов за импульс).

The application of the low statistics sampling method for the spectrometry of plasma generated neutron pulse is described. The peculiarities of experimental data handling are analysed. The application of the method for fluxes of 10^4 (neutrons/pulse) is described.

Измерение энергетического спектра нейтронов, испускаемых горячей плазмой, позволяет определить ионную температуру плазмы. Из-за небольшой ширины спектральной линии для определения ионной температуры с точностью 20-50% необходимо обеспечить энергетическое разрешение нейтронного спектрометра $< 1\%$. Такое разрешение обеспечивает времяпролетный спектрометр нейтронов. Спецификой измерений потоков нейтронов короткоживущей горячей плазмы являются их малая длительность ($10^{-10} + 10^{-9}$ с), небольшое количество нейтронов в потоке ($10^4 + 10^8$) и различие характеристик различных потоков. В такой ситуации наиболее удобным является применение метода малой выборки. Сущность метода заключается в том, что из всего потока производится простой случайный отбор небольшого количества нейтронов ($3 \leq n \leq 100$), измерение энергии каждого из них времяпролетным методом с последующим восстановлением параметров спектральной линии и ионной температуры плазмы. Анализ методов восстановления формы и параметров спектральной линии по малой выборке измеренных энергий нейтронов потока показал, что наиболее эффективные оценки дает модифицированный метод прямоугольных вкладов (ММПВ). Оценка функции распределения случайной величины $f^*(E)$ в соответствии с ММПВ строится в виде

$$f^*(E) = \alpha f_0(E) + (1 - \alpha) \sum_{i=1}^n \mu_i(E_i) \Psi(|E - E_i|, \rho), \quad (1)$$

где $f_0(E)$ - априорная компонента;
 α - статистический вес априорной компоненты;
 $\Psi(E-E_i; \rho)$ - функция распределения для элемента выборки E_i ,
определенная на интервале $[E_i - \rho, E_i + \rho]$;
 $\mu_i(E_i)$ - статистический вес элемента выборки.

Для проверки эффективности оценок по ММПВ и выбора оптимальных значений параметров, входящих в выражение (1), создана программа модельных расчетов на ЭВМ. В результате проведения численных экспериментов получены оптимальные значения параметров в зависимости от объема выборки, показано, что при регистрации 3+5 нейтронов импульсного потока погрешность восстановления ионной температуры составляет $\geq 40\%$, а при регистрации 10+20 нейтронов - 20+30%. Эта величина накладывает ограничение на точность измерения ионной температуры плазмы в зависимости от объема выборки и позволяет конкретизировать требования к энергетическому разрешению времяпролетного спектрометра.

Для реализации метода используется детектор, расположенный вблизи плазмы, регистрирующий либо нейтроны, либо сопутствующее излучение, и дающий начало отсчета времени пролета всех нейтронов потока, и блок из k однотипных детекторов, расположенных на расстоянии L от плазмы - источника нейтронов, а также электронная система для измерения временных интервалов и логического отбора событий. При этом обеспечивается "однонейтронный" режим работы каждого из k детекторов, т.е. вероятность регистрации двух нейтронов потока любым из k детекторов должна быть много меньше вероятности регистрации одного нейтрона этим детектором. Пусть на k детекторов падает поток из N нейтронов. Для обеспечения "однонейтронного" режима необходимо выполнение условия $N < k$. Тогда каждый из детекторов регистрирует в среднем $n = N/k$ нейтронов. Отношение вероятностей регистрации k -м детектором m нейтронов и l нейтрона в соответствии с распределением Пуассона

$$P(m)/P(l) = n^{m-l} / m! \quad (2)$$

Если допустимое отношение вероятностей регистрации m и l нейтронов равно C , то среднее число нейтронов, регистрируемых из всего потока системой k детекторов, ограничено величиной

$$N_{\max} \leq k (c \cdot m!)^{1/m-1} \quad (3)$$

Например, при $k = 100, m = 2$ и $c = 0,1, N_{\max} \leq 20$. Увеличение количества нейтронов, регистрируемых системой детекторов, возможно при использовании электронной системы, обеспечивающей раздельную регистрацию двух и более нейтронов в любом из k детекторов и измерение их времен пролета.

Анализ условий работы спектрометра позволяет получить следующие выражения для требуемой длины его пролетной базы L , необходимого количества нейтронов в потоке N и временного разрешения используемых детекторов и электронной аппаратуры:

$$L = \Delta t_{an} \sqrt{2} E_n (m_1 + m_2)^{1/2} / \sqrt{\epsilon n_2 m_n} \sqrt{T_i} \quad (4)$$

где Δt_{an} - временное разрешение детекторов и электронной аппаратуры;

E_n - энергия нейтрона;

m_1 и m_2 - массы дейтона и тритона, вступающих в реакцию в плазме;

T_i - ионная температура плазмы, кэВ.

$$N = 4\pi L^2 n / \eta S \quad (5)$$

где η - эффективность регистрации нейтрона детектором;

S - площадь детектора.

Полагая, что Δt_{an} складывается из временного разрешения электронной аппаратуры $\Delta t_{эл}$ и временного разрешения детектора, которое определяется толщиной используемого скintиллятора, из условия минимальности N получим следующее выражение для оптимальной толщины скintиллятора ℓ :

$$\ell = \Delta t_{эл} \sqrt{\frac{2E_n}{m_n}} \quad (6)$$

При аппаратурной реализации спектрометра из 100 детекторов на основе стандартных пластмассовых скintилляторов толщиной 1 см, ФЭУ-63 и электронной аппаратуры с временным разрешением 0,5 нс для измерения ионной температуры плазмы порядка 1 кэВ с погрешностью не хуже 50% необходимо обеспечить длину пролетной базы $L = 6,2$ м ($E_n = 2,45$ МэВ) или 36 м при

$E_n = 14,1$ МэВ. Пороговые количества нейтронов в потоке составляют при этом соответственно $5 \cdot 10^4$ и 10^7 .

Проведенное моделирование спектрометрии импульсных потоков нейтронов плазмы методом малых выборок и восстановление ее ионной температуры при помощи ЭВМ показало работоспособность метода и его применимость для импульсных потоков нейтронов малой интенсивности.

АНАЛИЗ ФОНОВЫХ ГАММА-ЛИНИЙ, НАБЛЮДАЕМЫХ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С
НЕЙТРОНАМИ (I-10 МэВ)

Э.И.Моргунов, А.Л.Полянский, В.А.Поярков, В.И.Стрижак
(КТУ)

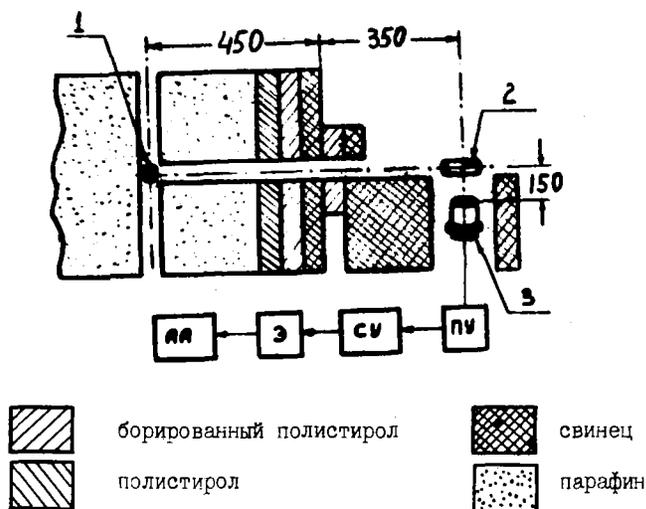
Описана методика и приведены результаты использования источников фонового гамма-излучения в интервале энергий 600 - 3000 кэВ в экспериментах с нейтронами. Использовался коллимированный доток нейтронов $\text{Pu}(\text{Be})$ источника активностью $5 \cdot 10^7$ н/с, гамма-излучение регистрировалось $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором. Приводятся энергии наиболее интенсивных фоновых линий.

The technique and results of the investigation of the gamma-rays background sources in the 600 - 3000 keV energy region from the neutrons experiments are described. The collimated neutron $\text{Pu}(\text{Be})$ sources with $5 \cdot 10^7$ n/s intensity was used. Gamma rays were detected by $\text{Ge}(\text{Li})$ detector with 80 cm³ sensitive volume and 6 keV energy resolution. The energys of the most intensive background gamma-lines are introduced.

В экспериментах по изучению спектров гамма-квантов из реакций под действием нейтронов с энергиями I - 10 МэВ большое значение для получения достоверных результатов имеет изучение источников фонового излучения в проводимых экспериментах и, следовательно, возможность изменения их активности. В настоящей работе исследовано фоновое гамма-излучение, возникающее в экспериментах с нейтронами из $\text{Pu}(\text{Be})$ -источника интенсивностью $5 \cdot 10^7$ н/с. Блок-схема и геометрия установки показана на рис. . Использовалась геометрия полной защиты источника, который был помещен в защиту из слоев парафина, полистирола, борированного полистирола и свинца общей толщиной 45см. Нейтроны для экспериментов выводились по двум коллимационным каналам.

Гамма-излучение регистрировалось $\text{Ge}(\text{Li})$ -полупроводниковым детектором чувствительным объемом 80 см³, который располагался на расстоянии 35 см от защиты и на 15 см ниже оси пучка. Детектор дополнительно окружен защитой из свинца и полистирола, геометрия и размеры которой определяли в ходе эксперимен-

тов так, чтобы обеспечивать максимальное отношение эффект-фон в области энергий 0,8 - 3 МэВ.



Блок-схема установки:

1 - $\text{Pu}(^{238}\text{U})$ -источник; 2 - образец-рассеиватель;
 3 - $\text{Ge}(\text{Li})$ -гамма-детектор; ПУ - предусилитель;
 СУ - спектрометрический усилитель; Э - экспандер;
 АА - амплитудный анализатор

Основными источниками фонового излучения в экспериментах с нейтронами $\text{Pu}(^{238}\text{U})$ -источника являлись:

- 1) гамма-излучение из реакций (n, γ) и $(n, \alpha \gamma)$ в результате взаимодействия нейтронов, прошедших через защиту, с конструкционными материалами защиты и детектора;
- 2) гамма-излучение из реакции $(n, \alpha \gamma)$ на конструкционных материалах, связанное с нейтронами, рассеянными образцом;
- 3) гамма-излучение $\text{Pu}(^{238}\text{U})$ -источника, рассеянное образцом и прошедшее через защиту;
- 4) гамма-излучение в результате естественной активности окружающих материалов.

Для выделения вклада в фоновое излучение эффекта, связанного с нерассеянием нейтронов образцом, проводились измерения гамма-спектра с образцом углерода, который имеет простой спектр гамма-излучения в виде линии 4,438 МэВ и не дает максимумов в

интересующей нас области спектра, в то же время обеспечивая поток рассеянных нейтронов для моделирования фона. Сравнение интенсивности линий в спектрах, полученных с образцом углерода в пучке и без образца, дает возможность идентифицировать гамма-линии, связанные с перерассеянием нейтронов. Таким образом определено, что линии с энергиями 692,5; 834; 843; 867,5; 1014; 1039,5 связаны с перерассеянием быстрых нейтронов, причем их интенсивность увеличивается при помещении рассеивателя в пучок. При помещении в поток нейтронов образца из полистирола возрастает число медленных нейтронов. При этом значительно увеличивается интенсивность линий 1079; 1293; 2112 кэВ. Дополнительные исследования показали, что эти линии связаны с реакцией $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$. Индий используется в конструкции $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора, его близость к чувствительному объему детектора обеспечивает высокую эффективность регистрации этих линий. Сравнение других фоновых линий со спектрами гамма-квантов, полученными при помещении в пучок образцов Al , Ge , Fe , Pb , позволило идентифицировать наблюдаемые фоновые линии следующим образом:

E	Элемент	Примечание	E	Элемент	Примечание
692,5	^{70}Ge	$(n, n'\gamma)$	1097	$^{116\text{m}}\text{In}$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$
802	^{206}Pb	"	1293	$^{116\text{m}}\text{In}$	"
834	^{72}Ge	"	1461	^{40}K	ест. фон
843	^{27}Al	"	1593	^{208}Pb	
846,9	^{56}Fe	"	1778,8	^{28}Si	
867,9	^{74}Ge	"	2112	$^{116\text{m}}\text{In}$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$
897	^{202}Pb , ^{204}Pb	"	2211	^{27}Al	$(n, n'\gamma)$
1014	^{27}Al	"	2614,6	^{208}Pb	"
1063	^{207}Pb	"			

Фоновые гамма-линии, связанные с естественной активностью окружающих материалов, измерены на $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторе с защитой, удаленном от источника на расстояние $\sim 2,5$ м.

В заключение следует отметить, что в случае использования

для защиты других конструкционных материалов в спектре фонового излучения могут появиться другие линии, которые могут быть идентифицированы с помощью описанной методики, при этом особое значение имеют линии, связанные с рассеянными образцом нейтронами, поскольку их интенсивности могут меняться в зависимости от размеров и состава исследуемого образца.

ОБ УЧЕТЕ ЭФФЕКТОВ КОНЕЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
ПО ИЗУЧЕНИЮ РЕАКЦИЙ ТИПА (n, n', γ)

В.Н. Душин, А.А. Филатенков

(Радиевый ин-т им. В.Г. Хлопина)

Рассматриваются эффекты конечной геометрии в экспериментах по изучению реакций типа (n, n', γ) .
Finite geometry effects in experimental studies of (n, n', γ) reactions are in question.

При проведении исследований взаимодействия нейтронов с ядрами вещества часто требуется размещать весьма массивные образцы вещества (до 0,3кг) вблизи источника нейтронов. При этом для получения не искаженных значений физических величин возникает необходимость учитывать так называемые эффекты конечной геометрии (ЭКГ) (эффекты, связанные с распространением нейтронов в образце, пространственно-энергетическим распределением нейтронов источника и т.д.). В работе [1] для учёта ЭКГ было предложено рассматривать задачу извлечения физической информации из результатов измерения как обратную задачу теории переноса излучения.

Для экспериментов по изучению реакций (n, n', γ) на ядрах ^{238}U и ^{56}Fe источник нейтронов (D,D-реакция, средняя энергия нейтронов 3 МэВ) диаметром 10мм находился на расстоянии 42мм от цилиндрического образца $\phi 22 \times 27$ мм; гамма-кванты регистрировались Ge(Li)-детектором, расположенным под углом 90 градусов к оси пучка нейтронов; с целью определения влияния ЭКГ на результаты измерений были проведены расчеты величин ослабления потока гамма-квантов, выходящих из образца, и спектров плотности столкновений нейтронов. Для вычисления ослабления оценивался методом Монте-Карло функционал

$$\left\{ \exp[-\mu_{\gamma}(E_{\gamma})R] \Phi(\vec{r}, E) d\vec{r} \right\}$$
 где $\Phi(\vec{r}, E)$ - плотность столкновений нейтронов; \vec{r} - координаты столкновения нейтрона; E - его энергия; $\mu_{\gamma}(E_{\gamma})$ - линейный коэффициент ослабления гамма-квантов; R - путь, проходимый гамма-квантом в образце. Оказалось, что величина ослабления гамма-квантов для направления наблюдения

90 градусов совпадает с величинами, вычисленными в предположении равномерно светящегося цилиндра [2], с точностью до 0,3%. При определении ослабления вероятность образования гамма-квантов $\sigma_{\gamma}(E, E_f)/\sigma_{tot}(E)$ предполагалась не зависящей от энергии взаимодействующего нейтрона. Подобное предположение в ряде случаев может оказаться причиной смещения результата. Так, спектр плотности столкновений с учетом ослабления гамма-квантов для образца из ^{238}U показан на рис.1 и для образца из ^{56}Fe - на рис.2. Как можно видеть на рис.1, заметную величину имеет плотность столкновений нейтронов с энергией меньше 1,2 МэВ (10+12%), образовавшихся в результате неупругого рассеяния и деления урана. Причем форма кривых зависит от величины энергии гамма-квантов. При E_{γ} - 300кэВ детектор эффективно регистрирует лишь гамма-кванты, образовавшиеся в поверхностном слое образца. В случае образца из железа спектр плотности столкновений также не повторяет спектр источника; доля неупругорассеянных нейтронов ($\Delta E \sim 0,85\text{МэВ}$) составляет 6%. Таким образом, для определения величины сечения образования гамма-квантов необходимо либо сделать предположения о характере энергетической зависимости сечения, либо провести дополнительные измерения при измененной энергии нейтронов источника. В качестве одной из возможностей вариации спектра падающих нейтронов можно предложить эксперимент с образцом, окруженным замедлителем (например, полиэтиленом) различной толщины. Так, из результатов модельных расчетов следует, что примерно 7 измерений с образцом из ^{238}U , окруженным полиэтиленом толщиной от 0 до 40 мм, позволяют определить примерно 3 параметра энергетической зависимости сечения образования гамма-квантов.

Таким образом, из результатов расчетов следует вывод о необходимости корректного учета ЭКГ при извлечении физической информации из результатов подобных экспериментов.

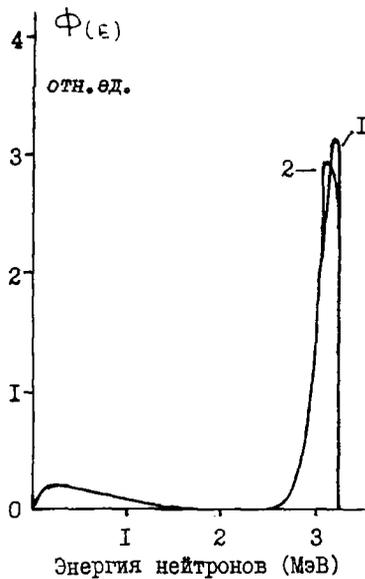


Рис. 1. Плотность столкновений нейтронов в образце ^{238}U с учетом ослабления гамма-квантов: 1- $E_\gamma = 1$ МэВ; 2- $E_\gamma = 0,3$ МэВ

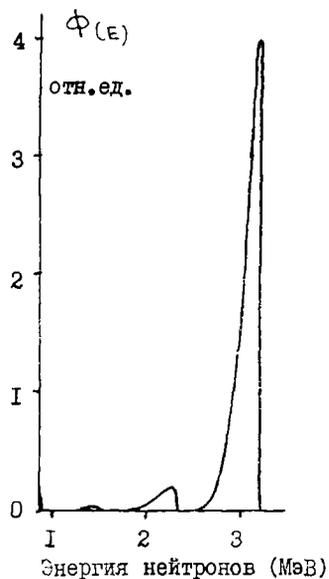


Рис. 2. Плотность столкновений нейтронов в образце ^{56}Fe

Список литературы

1. Душин В.Н.-Вопросы атомной науки и техники, сер.: Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с. 3-12.
2. Горшков Г.В.-Гамма-излучение радиоактивных тел и элементы расчета защиты от излучений. М., АН СССР, 1959, с. 64.

ВОЗРАСТАНИЕ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ $^{239}\text{Pu-Be}(\alpha, n)$ -
ИСТОЧНИКОВ ВО ВРЕМЕНИ ИЗ-ЗА НАКОПЛЕНИЯ
АМЕРИЦИЯ

И.А. Харитонов

(ВНИИ метрологии им. Д.И. Менделеева)

Рассматривается возможность аналитического описания возрастания потока нейтронов $^{239}\text{Pu-Be}(\alpha, n)$ -источников без привлечения информации об их изотопном составе, если известны результаты трех или более измерений потока в течение определенного интервала времени. Указан способ введения поправки на возрастание в интервале между измерениями потока.

The possibility of an analytical description of an increase in the neutron flux from $^{239}\text{Pu-Be}(\alpha, n)$ -sources, in which no information on the isotopic composition is used and the results of three or more measurements during a known period are used instead, is considered. A method of applying corrections for the increase in the neutron flux in the interval between measurements is given.

Радиоактивные источники нейтронов на основе смеси плутония с бериллием часто используют в качестве образцовых мер потока нейтронов. Наряду с преимуществами: **низким гамма-фоном, малыми габаритными размерами при сравнительно высоком удельном выходе** нейтронов источники имеют существенный недостаток: несоответствие изменения потока нейтронов во времени периоду полураспада основного изотопа альфа-эмиттера ^{239}Pu [1, 2].

Альфа-эмиттер, применяемый для изготовления нейтронных источников, является смесью нескольких изотопов плутония, в числе которых имеется в количестве нескольких десятых процента (по весу) ^{241}Pu (период полураспада по альфа-ветви $T_{1/2} = 5,8 \times 10^5$ лет, по бета-ветви $T_{1/2} = 13,2$ лет).

После изготовления источника в нем происходит накопление ^{241}Am ($T_{1/2} = 462$ лет), образующегося за счет бета-распада ^{241}Pu .

Процесс накопления приводит к возрастанию нейтронного потока, т.к. по альфа-ветви $T_{1/2}^{241Am}$ существенно меньше $T_{1/2}^{241Pu}$.

Полный поток складывается из парциальных потоков

$$\Phi = \sum_{i=1}^4 a_i h_i \lambda_i \exp(-h_i t) + a_4 h_4 \lambda_3 \frac{\lambda_3}{\lambda_4 - \lambda_3} [\exp(-\lambda_3 t) - \exp(-h_4 t)], \quad (1)$$

где: индексы 1,2,3,4 соответствуют ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{241}Am ;

a - полный поток на 1 альфа-частицу изотопа в смеси с бериллием;

h - постоянная распада;

N - число атомов изотопа.

Учитывая большие периоды полураспада ^{239}Pu (24360 лет), ^{240}Pu (6600 лет) и пренебрегая вкладом нейтронов спонтанного деления, можно представить поток в виде суммы двух компонент: постоянной и зависящей от времени:

$$\Phi = \Phi_0 + \chi_3 m f_3 [\exp(-\lambda_3 t) - \exp(-h_4 t)], \quad (2)$$

где m - масса плутония в источнике;

f_3 - относительное содержание ^{241}Pu ;

χ_3 - поток нейтронов на 1г ^{241}Pu в смеси с бериллием.

Формула (2) дает возможность определить поток источника для любого t , если известен изотопный состав альфа-эмиттера, а также момент изготовления источника. Однако, изотопный состав не является нормируемой характеристикой нейтронных источников, что не позволяет осуществить коррекцию потока во времени согласно паспортным данным.

В таблице (столбец 2) приведены результаты измерения потока нейтронов источника за период наблюдения 7,6 лет. Видно (столбец 5), что поток растет в среднем на 2% в год.

Из (2) следует, что если обозначить

$$x = \exp(-\lambda_3 t) - \exp(-h_4 t); \quad \chi_3 m f_3 = \Phi_1,$$

то

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1 x, \quad (3)$$

т.е. функция возрастания (3) является прямой линией в новых координатах, и результаты измерения (столбец 2) могут быть использованы для нахождения Φ_0 и Φ_1 методом наименьших квадратов. В столбце 3 таблицы приведены значения Φ , рассчитанные указанным образом, при этом $\Phi_0 = 6219 \frac{n}{c}$, $\Phi_1 = 3027 \frac{n}{c}$.

Сопоставление результатов измерения и расчета потока нейтронного источника.

лет	Ф _{измер.}	Ф _{расчет.}	$\frac{\Phi_{\text{измер.}}}{\Phi_{\text{расч.}}}$	$\frac{\Phi_{\text{расч.}}}{\Phi_0}$
	н/с	н/с	%	%
I	2	3	4	5
2,116	6550	6527	0,35	4,9
4,366	6790	6820	0,40	9,7
7,616	7190	7183	0,10	15,5
69,7	-	8868	-	42,6

Сравнение расчетных и экспериментальных значений потока нейтронов показывает, что результаты согласуются в пределах погрешности, не превышающей 0,4% (столбец 4).

Найденные значения Φ_0 и Φ_I позволяют рассчитывать значения Φ для любого t , в частности, для данного источника $\Phi_{\text{max}} = 1,42 \Phi_0$.

В настоящее время при использовании $^{239}\text{Pu}-\text{Be}(\alpha, n)$ -источников в качестве образцовых мер потока нейтронов возрастание потока за счет накопления ^{241}Am не учитывается, что приводит к появлению систематической погрешности мер в период между их аттестациями.

Эту погрешность можно исключить, воспользовавшись уравнением (3). Действительно, предположим, что при очередной перееаттестации источника, происходившей в момент времени t_a от начала истории источника, установлено, что значение потока - Φ_a . Тогда поток Φ_t , который источник будет иметь через промежуток времени t после аттестации,

$$\Phi_t = \Phi_a (1 + \kappa), \quad (4)$$

$$\text{где } \kappa = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left\{ \exp(\lambda_2 t_a) [\exp(-\lambda_2 t) - 1] - \exp(-\lambda_1 t_a) [\exp(-\lambda_1 t) - 1] \right\}.$$

При введении поправки κ необходимо установить для данного

источника значение Φ_I , что можно сделать методом наименьших квадратов при наличии трех последовательных, разнесенных во времени, измерений потока нейтронов. Таким образом, исключение систематической погрешности возможно после третьей аттестации нейтронного источника.

Погрешность определения Φ_I

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_a^2 + \varepsilon_x^2}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_a = \frac{\Delta \Phi_a}{\Phi_a}$ - погрешность аттестации источника в момент t_a .

$$\varepsilon_x = \frac{\Delta \Phi_I}{\Phi_I} \left\{ \exp(-\lambda_1 t_a) [\exp(-\lambda_1 \tau) - 1] - \exp(-\lambda_2 t_a) [\exp(-\lambda_2 \tau) - 1] \right\} -$$

погрешность, связанная с введением поправки К.

Для источника, результаты измерения потока которого приведены в таблице, сосчитанная обычным для метода наименьших квадратов способом погрешность $\Delta \Phi_I / \Phi_a = 3,8\%$. Принятый в настоящее время интервал между переаттестациями образцовых источников - 3 года. С учетом этого максимальная во всем интервале вплоть до четвертой аттестации погрешность $\varepsilon_{x \max} = 0,35\%$. Полагая $\varepsilon_a = 2\%$, получим согласно (5) максимальную суммарную с учетом введения поправки К погрешность определения потока нейтронов в течение 3 лет $\varepsilon_{\max} = 2,04\%$. Таким образом, введение К увеличивает погрешность определения величины потока нейтронов для данного источника всего лишь на 0,04%, позволяя при этом исключить систематическую погрешность 6%.

Список литературы

1. М.Е. Anderson, -Trans. Amer. Nucl. Soc., 1964, v.7, p.246.
2. М.А.Бак, Н.С. Шиманская, Нейтронные источники, М., Атомиздат, с. 67.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ
ОБЛУЧЕННЫЙ ТВЭЛ

В.К.Артемов, Г.А.Макишев, В.В.Филиппов
(ФЭИ)

Приводятся результаты расчёта детального хода пропускания облучённых образцов двуокиси урана ниже 24 эВ. Обсуждаются возможности раздельного измерения содержаний делющихся изотопов и некоторых продуктов деления, а также влияние Доплер-эффекта.

The computational results of detailed neutron transmission energy dependence for irradiated uranium dioxide samples up to to 25 eV are presented. The problems of nondestructive assay of fissile isotopes and some fission products at various sample temperatures and burnups are discussed.

В качестве одного из этапов разработки методики неразрушающего контроля делющихся веществ, ведущейся в ФЭИ, изучаются возможности пропускания нейтронов. Состояние экспериментальной ситуации рассматривалось ранее [1-3]. До сих пор работа велась с необлучёнными образцами урана и плутония. Переход к практически важному случаю облучённых образцов, помимо проблем, связанных с их высокой активностью, требует учёта роли образующихся тяжёлых ядер и продуктов деления.

На ЭВМ БЭСМ-6 были выполнены численные расчёты энергетической зависимости пропускания нейтронов для образцов двуокиси урана, характеризующихся различным исходным обогащением и различной длительностью кампаний в реакторе. В области ниже 50 эВ учтены вклады всех известных [4] уровней изотопов урана, плутония и продуктов деления. Форма линий резонансов педного сечения рассчитывалась с учётом Доплер-эффекта с шагом по энергии 10 мэВ, что в 10-20 раз меньше полной ширины резонансов. Всего в расчёте учтены вклады 169 резонансов, отвечающих 30 изотопам, причём 72 резонанса относятся к урану-235.

В качестве примера результатов расчёта приведен случай образца двуокиси урана толщиной $5,4 \text{ г/см}^2$ с начальным обогащением 16,7%. Содержания основных изотопов для исходного образца и различных выгораний указаны в табл.1. Рассматриваются выго-

рания 2,6%, 4,9%, 7,5% в числе тяжёлых ядер. Кроме того, в расчёте учитывалось присутствие кислорода (0,024 ат/барн), ^{234}U ($2 \cdot 10^{-5}$ ат/барн). Наряду с ними учитывались вклады уровней ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Pu , содержание которых не превосходило $5 \cdot 10^{-6}$ ат/барн.

Таблица I

выгорание	Содержание, 10^{20} ат/см ²						
	^{235}U	^{236}U	^{235}U	^{239}Pu	^{240}Pu	осколки ^{238}U	осколки ^{238}U
0	20	0	100	0	0	0	0
2,6%	18,2	0,35	98,6	1,05	0,02	2,6	0,7
4,9%	16,8	0,65	97,4	1,95	0,04	5,2	1,3
7,5%	15	1,0	96	3,0	0,06	8,0	2,0

На рис. 1 показаны результаты расчёта пропускания нейтронов для максимального выгорания ниже 24 эВ при температуре образца 580K (307°C). Как и следовало ожидать, основной вклад в сложную структуру энергетической зависимости пропускания дают уровни урана-235 (на рисунке отмечены цифрой 5). Для измерения содержания урана-235 особенно благоприятны области спектра при энергиях 12,4 эВ и 19,3 эВ, свободные от влияния уровней других изотопов. Имеется довольно много полос поглощения в спектре нейтронов, отвечающих уровням плутония-239. Хорошо выделены провалы при энергиях 10,93 эВ, 17,66 эВ, 22,3 эВ, а также провал, отвечающий уровню плутония-240 при энергии 1,066 эВ. Сильная выраженность уровней и большое содержание урана-235 приводят к тому, что образец при энергиях 6,7 эВ и 20,9 эВ становится "чёрным". Отметим наличие провалов (относящихся к продуктам деления), из которых наиболее сильно выражены полосы поглощения, отвечающие уровням ^{131}Xe (14,4 эВ), ^{152}Sm (8,05 эВ), ^{133}Cs (5,90 эВ).

На рис. 2 показано влияние температуры образца на форму энергетической зависимости пропускания нейтронов в области энергий 10,5 эВ-15,2 эВ. Можно видеть, что при охлаждении образца от 1160K до 50K форма спектра претерпевает существенные изменения. Например, полосы поглощения урана-235 и плутония-239 при энергиях 11,66 эВ и 11,69 эВ соответственно разделяются. Рис. 3 иллюстрирует изменение пропускания нейтронов в процессе кампании: с увеличением выгорания уменьшаются полосы поглощения, связанные с уровнями урана-235, и возрастает полоса поглощения

Пропускание

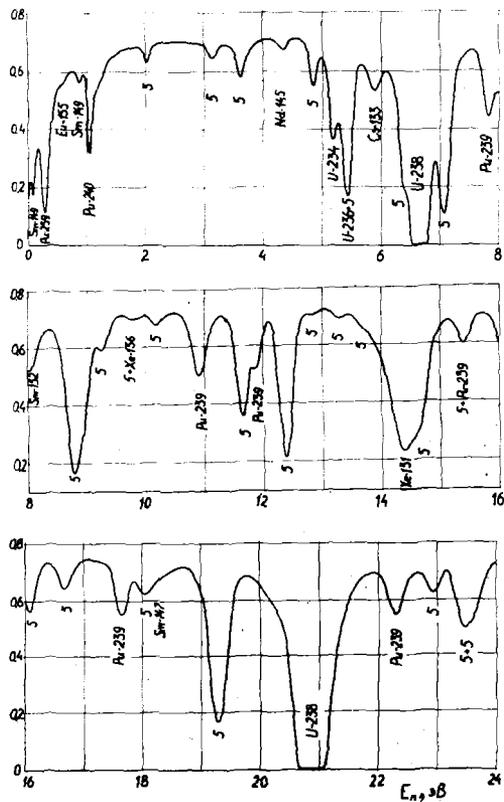


Рис. 1. Расчётный ход пропускания нейтронов для образца двуоксида урана толщиной $5,4 \text{ г/см}^2$ при выгорании $7,5\%$. Температура образца принята равной 307°C .

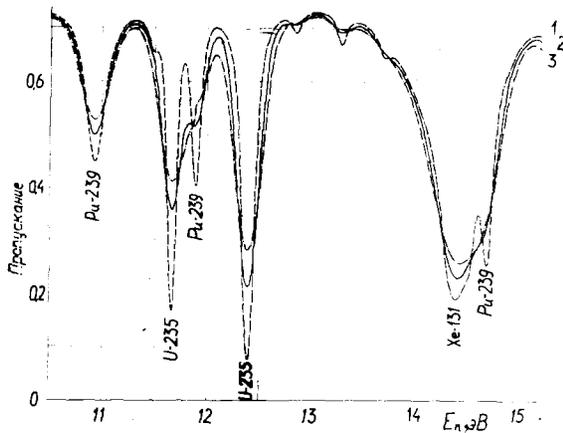


Рис. 2. Зависимость пропускания нейтронов от температуры образца: 1- 215°C ; 2- 307°C ; 3- 557°C .

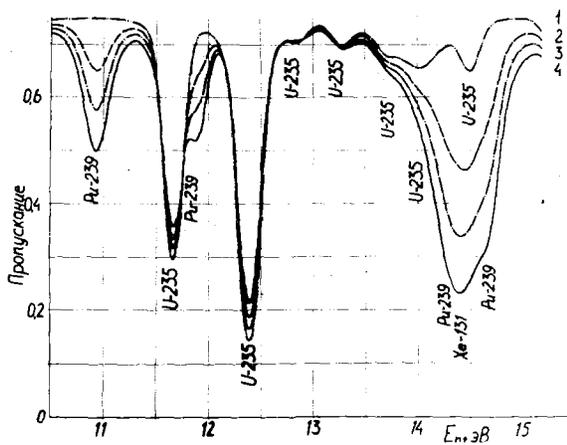


Рис. 3. Изменение пропускания нейтронов в течение кампании в реакторе: 1- исходный образец; 2- выгорание 2,0%; 3- выгорание 4,0%; 4- выгорание 7,5%

плутония-239 и осколков.

При практической реализации данного нейтронного спектрального анализа существенен вопрос о точности получаемых результатов. В случае отсутствия влияния других изотопов и использования эталонных образцов точность измерения определяется статистикой. Чаще встречаются случаи, когда в площадь провала дают вклад уровни других изотопов. Примером может быть полоса поглощения, связанная с уровнем плутония-239 при энергии 10,93 эВ (см. табл.2).

Таблица 2

E, эВ	Изотоп	n ,	Δn ,	$n\sigma_0$	вклад в площадь провала, мэр	неопред. вклад, мэр
		10^{20} ат/см ²	10^{20} ат/см ²			
10,18	235 U	15	0,5	0,136	1,63	0,07
10,33	151 Sm	0,026	0,013	0,035	0,72	0,36
10,93	239	3,0	-	0,537	130	-
11,13	151	0,026	0,013	0,013	1,65	0,83
11,46	239	3,0	-	0,09	4,7	-
11,66	235	15	0,5	2,22	5,2	0,21
Постоянная составляющая				0,273	-	2,5

Хотя сам вклад других изотопов в площадь провала достаточно мал, неопределенность этих вкладов оказывается существенной. Кроме того, значительную погрешность вносит неточность знания медленнее меняющейся компоненты макроскопического сечения образца, определяемая полным нейтронным сечением всех компонент образца, кроме плутония-239 и спектральных линий изотопов, указанных в табл.2. Таким образом, неопределенность измерения содержания плутония-239 составляет 2%, если содержание урана-235 измерено с точностью 3%.

Список литературы

1. Григорьев М.В., Ваньков А.А. - В сб.: метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Труды II Всесоюзного совещания. Т.1.м., 1974, с.173.
2. Филиппов В.В., Петров В.М. - Радиохимия, 1975, Т.4У11, с.837.
3. Виденский В.Г. и др. Нейтронный спектральный анализ с использованием ускорителя электронов МУЭ-25. - Труды III Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Т.1У, 1979, с. 158.
4. Сборник резонансных параметров BNL-325, INDC(US)-56/L, 1973.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ОБЛУЧЕННОГО ТОПЛИВА В ТЕПЛОВЫХ РЕАКТОРАХ

В.М. Колобашкин, П.М. Рубцов, П.А. Ружанский, Ю.С. Лютостанский
(МФИ)

Приводятся некоторые результаты расчета радиационных характеристик (РХ) типичной кассеты реактора типа ВВЭР-440. Проведено количественное сравнение результатов, полученных с учетом и без учета сечений реакции (n, γ) продуктов деления. Обсуждается возможность использования результатов, отнормированных на 1 деление и относящихся к отдельным компонентам топлива, с целью получения РХ-топлива сложного состава посредством суперпозиции.

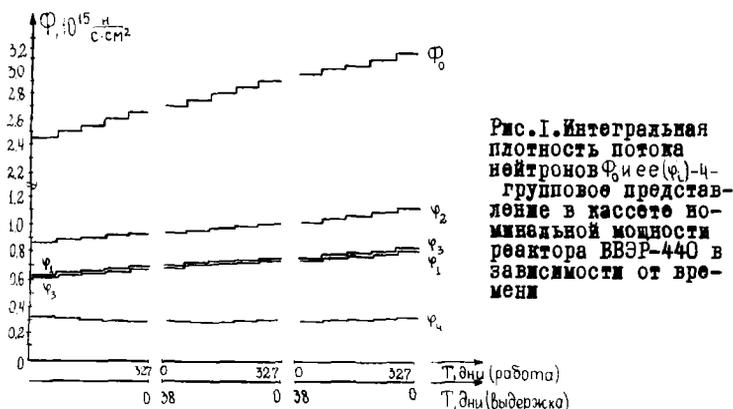
The results of calculation of radiation characteristics for a typical cassette of reactor type WWER-440 are presented. A quantitative comparison of the results obtained both with and without the calculation of (n, γ) -cross-sections of fission products. The possibility of using the results taken for each component of fuel normalized per one fission for obtaining of radiation characteristics of complex fuel by superposition is discussed.

Описанный в трудах предыдущей конференции [1] алгоритм расчета РХ реализован в виде программы на языке ФОРТРАН-IV для ЭВМ типа ЕС ЭВМ. Основное отличие алгоритма от ранее использовавшихся в том, что учитывается одновременное деление как первичного топлива, так и образующегося вторичного и, следовательно, накопление собственно продуктов деления обусловливается делением всех имеющихся в данный момент времени долящихся ядер в реакторе.

Рассматривалось 58 ядер-актинидов и 650 ядер-продуктов деления. Идеология организации константного обеспечения и перечень необходимых наборов ядерных данных для расчета РХ описаны в работе [2]; использованы сведения, опубликованные до середины 1979 г., в первую очередь сечения реакций (n, f) , (n, γ) , $(n, 2n)$ и независимые выходы продуктов деления [3,4].

Основные особенности конструкции и режима работы реактора (замедлитель, теплоноситель, обогащение топлива, тип решетки и т.д.) количественно учитываются посредством спектра плотности потока нейтронов.

Например, для реактора типа ВВЭР-440 все нижепредставленные результаты получены для спектра плотности потоков нейтронов в 4-групповом представлении (рис.1), полученном с помощью известной программы "УНИРАСОС" [5] и выходов из работы [3] с нормировкой на одну тонну металлического урана.



Как видно из рисунка 1, постоянство тепловой мощности в течение кампании обеспечивается увеличением потока, что, очевидно, обусловлено выгоранием топлива, а это обстоятельство, в свою очередь, предполагает непостоянство скорости деления. Например, неучет убыли U^{235} за время облучения, как это обычно делается при расчете продуктов деления [6-9], приводит к тому, что в конце кампании скорость деления U^{235} будет завышена по сравнению с реальной и, следовательно, завышены концентрации всех продуктов деления.

Еще более сложная ситуация возникает при попытке использования справочных данных, полученных для чистого деления однокомпонентного топлива на "I деление" для получения РХ-кассеты или твэла, вклад в которые (РХ) вносят продукты деления вторичного топлива Pu^{239} , Pu^{240} , Pu^{241} , образующиеся из U^{238} . В этом случае необходимо предварительное зна-

ные доли делений на вторичном топливе и последующего умножения "стандартных" результатов на "1 деление" [9] на число делений вторичного топлива при постоянстве скорости его деления, хотя на самом деле она меняется и тем больше, чем больше поток нейтронов и длительность облучения. Из-за различий в значениях независимых выходов для, например, U^{235} , U^{238} , Pu^{239} это приведет к заметным неточностям в определении концентраций продуктов деления для реальной кассеты или твэла.

Аналогично неправомерным представляется такой подход к получению РХ-кассет или твэлов теплового реактора, когда предполагается, что РХ обусловлены только делением U^{235} , что видно, например, при рассмотрении таблицы, где представлены независимые от времени выдержки отношения концентраций некоторых ядер, образовавшихся в штатной кассете с обогащением 3,6% реактора типа ВВЭР-440 для режима облучения, изображенного на рисунке 1, $\eta = {}_Z R^A(U^{235}) / {}_Z R^A(U^{235} + U^{238} + Pu^{239} + \dots)$, где в числителе - количество ядер за счет деления только U^{235} , в знаменателе - количество ядер за счет деления всех делящихся ядер. Число делений на U^{235} при этом составляет 61% полного числа делений в кассете.

Доля некоторых нуклидов, образующихся только за счет деления U^{235}

Нуклид	$T_{1/2}$	η %	Нуклид	$T_{1/2}$	η %
Eu 151	стаб	37,3	Cs 133	стаб	59,3
Eu 152	12,4года	44,1	Cs 134	2,062года	66,2
Eu 153	стаб	44,0	Cs 135	2,3·10 ⁶ лет	59,6
Eu 154	8,5лет	48,5	Cs 136	12,98дня	45,8
Eu 155	4,96года	40,6	Cs 137	30,17лет	59,5
Eu 156	15 дней	33,0	Sm 149	1·10 ⁵ лет	41,5
Au 109	стаб	4,0	Rh 106	368,2дня	9,6
Au 110	250дня	5,0	Sr 90	28,5года	80,0

Ниже представлены некоторые результаты расчетов для топлива реакторов типа ВВЭР-440. Смысл рисунков ясен из подрисунковых подписей.

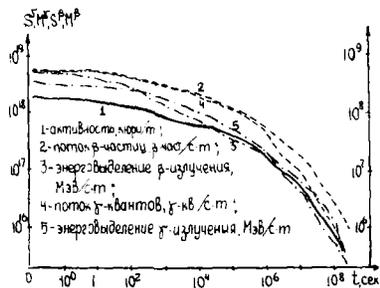


Рис.2. Интегральные РХ облученного топлива (активности + ПД) для кассеты номинальной мощности реактора ВВЭР-440 в зависимости от времени выдержки

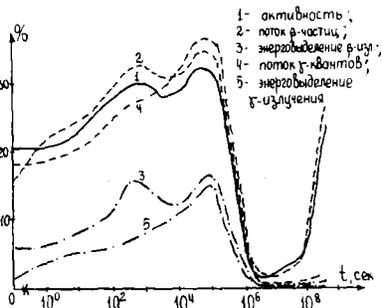


Рис.3. Вклад актиноидов в РХ облученного топлива (активности + ПД) для кассеты номинальной мощности реактора ВВЭР-440 в зависимости от времени выдержки

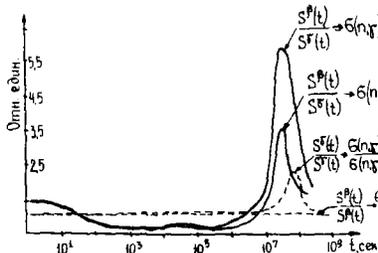


Рис.4. Отношение энерговыведения β-, γ-излучений смеси продуктов деления для кассеты номинальной мощности реактора ВВЭР-440 в зависимости от времени выдержки с учетом и без учета реакции (n, γ) ПД

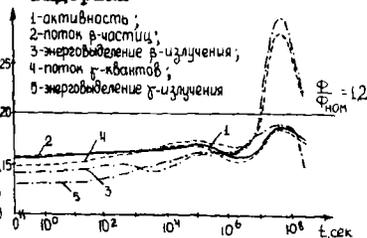


Рис.5. Отклонение значений РХ облученного топлива от значений соответствующих РХ кассеты номинальной мощности реактора ВВЭР-440 при увеличении плотности потока (мощности) на 20% ($\Phi = 1,2 \Phi_0$)

Список литературы

1. Расчет радиационных характеристик смеси продуктов деления и актиноидов, образующихся в реакторах на тепловых и быстрых нейтронах. В.М.Колобашкин, П.М.Рубцов, П.А.Румянский, В.Г.Александркин. - Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. часть 4, стр.117, М., 1977.
2. Константное обеспечение программы расчета радиационных характеристик смеси продуктов деления и актиноидов, образующихся в реакторах на тепловых и быстрых нейтронах, Там же, стр.127.
3. E.A.C.Crouch. Fission Products Yields from Neutron induced Fission. - Atom.Data & Nucl.Data Tables, 1977.
4. M.E.Meek, V.F.Rider, Compilation of Fission Products Yields. - NEBO-12154-2, 1977.
5. Сидоренко В.Д., Беляева Е.А. Описание программы FOR. Препринт ИАЭ-19/895.М., 1966.
6. Радиационные характеристики продуктов деления. Гусев Н.Г., П.М.Рубцов, В.В.Коваленко, В.М.Колобашкин, М., Атомиздат, 1974.
7. T.R.England et al. EPRI NP-356., Parts I & 2, Final Report. Los Alamos Scientific Laboratory, 1976.
8. K.Tasaka. Calculation of the Decay Power of Fission Products considering Neutron Capture Transformation. JAERI-M5972, 1975.
9. Кривохатский А.С., Романов Ю.Ф. Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. М., Атомиздат, 1970.

ИНТЕНСИВНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ
ПРОТОННОГО ПУЧКА МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ ИЯИ АН СССР

В. Д. Бурлаков, Н. В. Колмычков, С. Г. Лебедев, В. М. Лобашев,
С. Ф. Сидоркин, Ю. Я. Стависский, А. Н. Тавхеладзе, Ю. М. Булкин,
А. П. Бовин, В. С. Лобанов, В. С. Смирнов, Н. А. Христов
(ИЯИ АН СССР, НИКИЭТ)

Рассматриваются параметры интенсивного импульсного источника нейтронов ПС-1 на основе размножающей системы из окиси плутония и протонного пучка мезонной фабрики ИЯИ АН СССР. При средней тепловой мощности 1 Мвт возможно получение пиковых тепловых нейтронов с пиковой плотностью $5 \cdot 10^{16}$ нейтр/см²с).

The parameters of the intense pulsed neutron source PS-1 based on the plutonium oxide multiplying system and the proton beam of the meson factory have been considered. It is possible to obtain the thermal peak flux at the moderator surface $5 \cdot 10^{16}$ neut/cm²sec at an average power of 1Mw.

Пучки медленных нейтронов (холодных, тепловых, резонансных) эффективно используются при исследованиях структуры ядра и механизма ядерных реакций, при изучении структуры и динамики конденсированных сред - твердых тел, жидкостей, сложных молекул и т.п. До последнего времени основной объем исследований в этих областях проводился с использованием пучков нейтронов от стационарных исследовательских реакторов. Один из путей существенного повышения светосилы нейтронных экспериментов связан с использованием импульсных источников нейтронов [1], [2], [3], [4]. Применение высокоточных ускорителей протонов с размножающими нейтроны мишенями (бустеров-умножителей) для генерации интенсивных импульсов нейтронов позволит получить уникальные возможности для нейтронных исследований при использовании, по существу, современных достижений техники ядерных реакторов и ускорителей.

Высокоточный ускоритель протонов мезонной фабрики ИЯИ АН СССР [5] позволит получать импульсы протонов с энергией 600 МэВ длительностью до 100 мксек при частоте повторения до

100 герц. Ток в импульсе длительностью 0,1–2 мксек, полученной "вырезанием" в инжекторе, может достигать 100 ма; при больших длительностях (10–100 мксек) ~ 50 ма. После сооружения накопителя–группирователя [6] станет возможной генерация импульсов протонов длительностью 0,2 мксек с током в десятки ампер.

При взаимодействии протонов с энергией 600 МэВ с протяженной мишенью из тяжелых делящихся ядер рождается 15–25 вторичных нейтронов на протон. Размножение этих нейтронов за счет цепной реакции деления в подкритическом умножителе позволит генерировать интенсивные импульсы нейтронов.

Рассмотренный вариант бустера–умножителя представляет собой размножающую систему из двуокиси плутония, охлаждаемую холодной водой. Применение воды в качестве теплоносителя быстрой активной зоны бустера, предложенное в свое время А.С.Коченовым и С.М.Фейнбергом, особенно перспективно при энергонапряженностях ~1 МВт/литр, когда возможно использование сравнительно низких давлений. Одна из особенностей указанного варианта заключается в применении тонкого (2 см) отражателя из сильного поглотителя медленных нейтронов, отделяющего активную зону от внешнего водородсодержащего замедлителя. Это позволит приблизить замедлитель к активной зоне и тем самым повысить плотность потока нейтронов на его поверхности.

Высокая интенсивность нейтронов, рождаемых протонами средних энергий в ядерном горючем активной зоны бустера, позволит работать при сравнительно низких умножениях (до ~100), что существенно расширит экспериментальные возможности установки; открываются пути генерации интенсивных импульсов нейтронов в диапазоне длительностей от 1 до 100 мксек. Наряду с этим упрощаются условия эксплуатации бустера; снижается влияние температурных и мощностных эффектов, выгорания, повышается устойчивость работы.

Активная зона бустера–умножителя представляет собой сборку стержневых тепловыделяющих элементов из двуокиси плутония в оболочках из нержавеющей стали внешним диаметром 12 мм с дистанционированием навитой проволокой (рис.1).

Активная зона окружена отражателем из композиции вольфрам–рений–гафний. Непосредственно к отражателю примыкает водяной замедлитель. Предусматривается возможность гетерогенного от-

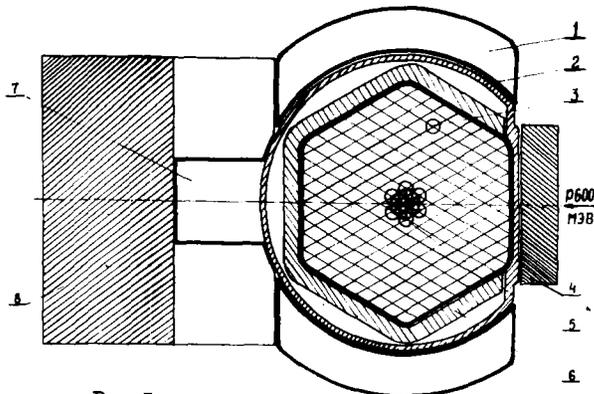


Рис. 1. Центральная часть бустера-умножителя:
 1 - внешний замедлитель (H_2O); 2 - корпус; 3-твэл;
 4 - модулятор (Be); 5 - компенсатор реактивности;
 6 - отражатель ($W-Re-H_4$); 7 - замедлитель касательных каналов (H_2O); 8 - отражатель-замедлитель (Be)

равления замедлителя с помощью кадмиевых поглотителей, использование отражателей из бериллия или тяжелой воды для повышения плотности потока тепловых нейтронов на поверхности замедлителя, "светящей" в нейтронный канал, применение холодного (жидководородного) замедлителя.

Изменение коэффициента умножения бустера осуществляется путем перемещения связки тепловыделяющих элементов в центре активной зоны. Для аварийной защиты служат сбрасываемые отражатели. Для уменьшения фона между импульсами от размножения запаздывающих нейтронов используется бериллиевый модулятор реактивности, закрепленный на поворотной лопасти. Центральная часть бустера располагается в полости радиационной защиты из стали и бетона (рис. 2). Защита снабжается каналами для вывода нейтронных пучков, вертикальными каналами для доступа в полость защиты.

Форма импульса мощности в подкритической размножающей системе определяется формой импульса внешнего источника нейтронов и процессом размножения. В нашем случае импульс протонов,

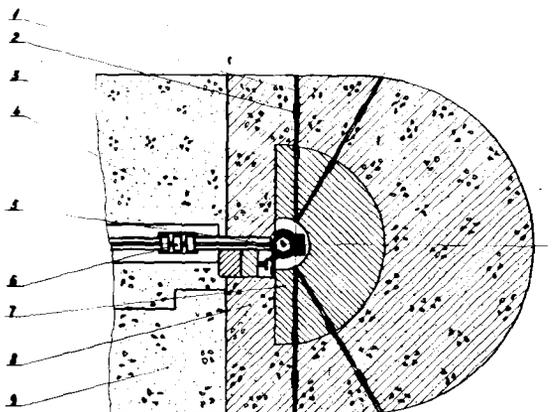


Рис. 2. Общая компоновка бустера:

- 1 - канал нейтронного пучка; 2,3 - шиберы;
- 4 - бустер-умножитель; 5 - ионопровод; 6 - линзы;
- 7 - стальная защита; 8 - тяжёлый бетон;
- 9 - легкий бетон.

выводимый из линейного ускорителя, имеет форму, близкую к прямоугольной. Число протонов в импульсе пропорционально его длительности $N_p \sim 3,1 \cdot 10^{13} T / T_0$, где T - длительность импульса, сформированного системой инжекции линейного ускорителя, T_0 - полная длительность макроимпульса тока ($T_0 = 100$ мкс).

В случае использования накопителя-группирователя в основном режиме длительность импульса протонов $T \sim 0,2$ мкс при $N_p \sim 3,1 \cdot 10^{13}$. В этом режиме импульсы могут повторяться с частотой до 100 герц. В режиме "редких" импульсов, частота которых из условия допустимых потерь протонов в процессе циркуляции пучка ограничена величиной ~ 1 гц, число протонов в импульсе может достигать $\sim 1,5 \cdot 10^{14}$ [6].

Временные режимы бустера-умножителя разделяются на две группы, определяемые кругом физических задач. Для исследований по физике ядра в области низколежащих резонансов, для исследований высоковозбужденных состояний конденсированных сред (электронвольтовая область энергий нейтронов) предполагается использование режима микросекундах импульсов. При этом дли-

тельность импульсов нейтронов, замедленных в тонком (2–3 см) замедлителе, практически совпадает с длительностью импульса мощности. В качестве основной характеристики источника нейтронов здесь можно использовать среднюю во времени интенсивность нейтронов, испускаемых активной зоной бустера в 4Л. При экспериментах с тепловыми нейтронами основной характеристикой является пиковая плотность потока тепловых нейтронов $\Phi_T^{пик}$ и фактор $\overline{\Phi_T}/\theta_T$, где $\overline{\Phi_T}$ – средняя во времени плотность потока тепловых нейтронов на светящей поверхности замедлителя, а θ_T – эффективная ширина импульса тепловых нейтронов. При определении эффективной ширины импульсов тепловых нейтронов использовалась функция "отклика" замедлителя, которая дает форму импульса тепловых нейтронов от мгновенного источника быстрых. В расчетах была использована экспериментальная функция из [7] (кривая для $E=0,025$ эв, замедлитель отравлен кадмием на глубине 2,55 см от светящей поверхности). Эффективная ширина этой кривой ~ 43 мкс.

Для повышения пиковой плотности потока тепловых нейтронов предполагается использовать отражатель-замедлитель (ОЗ) из бериллия, облицованный кадмием (см. [7]). Быстрые нейтроны из активной зоны бустера дозамедляются в ОЗ. Часть нейтронов с энергией выше кадмиевой границы, попадая из ОЗ в водородсодержащий замедлитель, повышает плотность потока на его светящей поверхности.

Значение пиковой плотности потока тепловых нейтронов на поверхности замедлителя определялось по соотношению:
 $\Phi_T^{пик} \sim \overline{\Phi_T} \frac{W}{\theta_T \nu}$, где $\overline{\Phi_T}$ – средняя во времени плотность потока тепловых нейтронов на поверхности замедлителя при мощности активной зоны 1 МВт, рассчитанная методом статистических испытаний с использованием программы МНВ А.Д.Рогова и Е.П.Шабалина для трехмерной геометрии [8], скорректированная на влияние кадмиевого поглотителя и отражателя-замедлителя;

ν – частота следования импульсов;

θ_T – эффективная ширина импульсов тепловых нейтронов;

W – средняя тепловая мощность бустера.

В таблице I приведены основные характеристики некоторых режимов бустера.

Таблица I

Средняя мощность, Мвт	I	I*	0.5	I**
Пиковая плотность потока тепловых нейтронов, $\text{нейтр./см}^2 \cdot \text{с}$	$4,6 \cdot 10^{16}$	$5,1 \cdot 10^{17}$	-	-
Длительность импульса тепловых нейтронов, мкс	50	45	-	-
Средняя интенсивность нейтронов в 4Л, нейтр/с	$6 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{16}$
Средний поток тепловых нейтронов (без Cd и Bc), $\text{нейтр./см}^2 \cdot \text{с}$	$5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{12}$	-	-
Частота повторения импульсов, гц	5	0.5	100	100
Умножение в импульсе	110	55	35	7
Длительность импульса мощности, мкс	25	2,2	2,5	0.3
Максимальный подогрев топлива, $^{\circ}\text{C}$	25	250	1,3	1,3
Длительность импульса протонов, мкс	25	0.2	1.8	0.04
Средний ток протонов, мка	6,2	13	9,0	100
Число протонов в импульсе	$7,8 \cdot 10^{12}$	$1,6 \cdot 10^{14}$	$5,6 \cdot 10^{11}$	$6,2 \cdot 10^{12}$

* Накопитель в режиме редких импульсов.

** Накопитель в основном режиме.

Расчеты основных характеристик бустера-умножителя ПС-I критзагрузки (табл.2), коэффициента размножения $K_{эф}$, среднего времени жизни ценности мгновенных нейтронов, спектров утечки нейтронов, влияния на $K_{эф}$ различных операций проводились по той же программе МНВ.

Теплообмен и гидродинамика в тесных пучках тепловыделяющих элементов ($1 \leq S/d \leq 1,1$, где S - шаг, d - диаметр элемента) отличаются от таковых для раздвинутых пучков. Это связано с интерференцией пограничных слоев в "затесненных" местах решетки. Следствием является снижение коэффициентов теплоотдачи и гидродинамического сопротивления в канале тесного пучка в сравнении с круглой трубой эквивалентного диаметра при той же скорости движения теплоносителя [9].

Расчеты теплоотдачи и гидродинамики, проведенные с использованием данных указанных работ, показали, что однофазный режим без кипения при тепловыделении в активной зоне бустера I Мвт может быть осуществлен при давлении охлаждающей воды 2,5 ата

и скорости 4 м/сек (табл.2).

Таблица 2

Объем активной зоны, л	5,0
Загрузка PuO_2 , кг	34
Объемные доли:	
PuO_2	0,698
H_2O	0,137
Fe	0,111
Время жизни нейтронов, 10^{-9} с	40
Коэффициент неравномерности K_v	1,62
Среднее выгорание за 300 суток, %	1,05
Средняя плотность потока тепловых нейтронов на поверхности водяного замедлителя, $n/(cm^2 \cdot c \cdot Watt)$	10^{13}
Скорость воды в активной зоне, м/с	4,0
Максимальный подогрев теплоносителя при прохождении активной зоны, $^{\circ}C$	29
Перепад давления в активной зоне, $кгс/cm^2$	0,3

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И.И.Бондаренко, Ю.Я.Стависский.- Атомная энергия, 1959, т.7, вып.5, с.417.
2. А.С.Кочеров, И.П.Столыпин, В.С.Садикова. Высокопоточный импульсно-стационарный источник тепловых нейтронов. Препринт ИАЭ-2312, 1973.
3. Ю.Я.Стависский. Импульсные источники нейтронов на основе пучков мезонной фабрики. Препринт ФЭИ-389, 1973.
4. В.Д.Ананьев, Д.И.Блохинцев и др. ИБР-2 - импульсный реактор периодического действия для нейтронных исследований. Препринт ОИЯИ РЗ-10888, 1977.
5. Б.П.Мурин и др. Ускорительно-накопительный комплекс для физики средних энергий.(Мезонная фабрика).- Труды РТИ, № 16, стр.4, 1974.
6. Р.А.Мещеров, В.С.Рыбалко, Ю.Я.Стависский. Получение интенсивных импульсов нейтронов с помощью накопителя-группирователя мезонной фабрики. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0114, 1979.
7. J.M.Carpenter: Nucl. Instr. and Methods, 1977.
8. А.Д.Рогов, Е.П.Шабалин. Сообщение ОИЯИ, П-5619. Дубна, 1971.
9. В.И.Субботин, П.А.Ушаков и др. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках. Атомиздат, 1975.

О РЕЗУЛЬТАТАХ УЧАСТИЯ СССР В МЕЖДУНАРОДНЫХ
СЛИЧЕНИЯХ ЭТАЛОНОВ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ
З. А. Рамендик, В. Т. Чеболев
(ВНИИ метрологии им. Д. И. Менделеева)

Приведены результаты участия СССР в международных сличениях эталонов плотности потока быстрых моноэнергетических нейтронов. Анализ и обобщение данных, представленных участниками сличений, подтверждают правильность воспроизведения в СССР единицы плотности потока нейтронов.

The results of the USSR participation in the international comparison of fast neutron flux density are given. The final results of the intercomparisons are confirming the correctness of fast neutron flux density measurements in the USSR.

В рамках программы международного сотрудничества в области нейтронных измерений Международное бюро мер и весов (МБМВ) периодически проводит сличения национальных эталонов единицы потока и плотности потока нейтронов, в которых участвуют ведущие научно-исследовательские и метрологические центры различных стран. Советский Союз был представлен в этих международных сличениях НПО ВНИИМ им. Д. И. Менделеева, где созданы и функционируют Государственные первичные эталоны единицы потока нейтронов [1] и единицы плотности потока нейтронов [2], являющиеся также эталонами СЭВ.

Сличения национальных эталонов единицы потока нейтронов, проведенные в 1954-1963 годах при участии 12 метрологических организаций, состояли в сравнении результатов определения полного потока нейтронов радий-бериллиевого источника, предоставленного для этих целей Канадой. Стличие значения ВНИИМ (погрешность 1%) от средневзвешенного значения по результатам сличений составило 0,3% [3], что свидетельствует о правильности воспроизведения единицы потока в Государственном эталоне СССР.

В 1966-1968 годах с участием 11 национальных лабораторий проведены международные сличения эталонов единицы плотности потока тепловых нейтронов. Полученное в эталонном поле значение плотности потока нейтронов (погрешность 1,5%) отличалось

всего на 0,15% от результата сличений [2].

В 1973-1978 годах МГМВ провело очередной цикл международных сличений с целью сравнения методов и средств воспроизведения единиц плотности потока нейтронов 250кэВ, 565кэВ, 2,20МэВ, 2,50МэВ и 14,8МэВ. НИО ВНИИ им.Д.И.Менделеева принял участие в сличениях при значениях энергии 2,5МэВ и 14МэВ. Процедура международных сличений заключалась в определении чувствительности инструментов сличений, циркулировавших среди стран-участниц, с последующим анализом и обобщением данных специалистами МГМВ.

Для нейтронов с энергией 2,5МэВ в качестве инструмента сличений использовалась полиэтиленовая сфера диаметром 20см с размещенным в ее центре миниатюрным борным счетчиком. По условиям сличений чувствительность инструмента (отношение скорости счета к плотности потока нейтронов) определялась на расстоянии 1,5м от источника до центра сферы.

Счетчик обладает высокой эффективностью регистрации рассеянных нейтронов, вклад которых определяется размерами и размещением оборудования в помещении. Для исключения вклада рассеянных нейтронов были проведены измерения с помощью защитного конуса и методом "обратных квадратов". Установлено, что вклад рассеянных нейтронов составлял для расстояния 1,5м в различных лабораториях от 4 до 58% [4]; во ВНИИ доля рассеянных нейтронов равна 40,6%. В таблице 1 представлены результаты международных сличений национальных эталонов единицы плотности потока нейтронов при энергии 2,5МэВ.

Таблица 1

Результаты международных сличений для E= 2,5МэВ

Участники сличений	Погрешность определения плотности потока, %	Чувствительность инструмента сличений, отсчет/нейтр.ср ⁻¹)	Погрешность измерения чувствительности	
			случ.	систем.
Англия	3,1	$6,47 \cdot 10^{-6}$	0,5	3,2
Евратом	2,4	$6,90 \cdot 10^{-6}$	0,4	2,6
		$7,15 \cdot 10^{-6}$	1,0	2,7
МГМВ	1,2	$7,16 \cdot 10^{-6}$	0,1	1,8
Канада	4,2	$7,23 \cdot 10^{-6}$	0,8	4,2
СССР	1,0	$7,02 \cdot 10^{-6}$	0,7	2,0
Франция	3,1	$6,58 \cdot 10^{-6}$	0,1	3,2

Продолжение таблицы I.

1	2	3	4	5
ФРГ	2,3	$7,13 \cdot 10^{-6}$	0,7	2,2
Япония	3,5	$8,07 \cdot 10^{-6}$	1,0	8,6

Приняв за статистические веса величины, обратно пропорциональные сумме квадратов систематической и случайной составляющей погрешности определения чувствительности, получим средневзвешенное значение для результатов сличений и оценку его погрешности, которая составляет $(7,042 \pm 0,069) \cdot 10^{-4}$.

Для нейтронов с энергией 14,8МэВ использовались два вида инструментов сличений - камера деления и пороговые активационные детекторы из железа. Камера деления состоит из двух половин, каждая из которых содержит платиновую фольгу с нанесенным слоем урана-238. В процессе измерения через камеру прокачивается чистый метан. Камера размещалась на расстоянии 10см от мишени. Чувствительность камеры определялась как сумма площадей под амплитудным распределением импульсов от обеих половин камеры, отнесенная к плотности потока нейтронов [4]. В качестве второго инструмента сличений использовались фольги из железа, в которых в результате пороговой реакции при облучении быстрыми нейтронами образуется наведенная активность (ядра марганца-56). За чувствительность активационного инструмента сличений принималось отношение насыщенной активности образовавшегося радиоактивного нуклида к плотности потока нейтронов. По условию сличений активность измерялась абсолютным методом в 4πβ-пропорциональном счетчике. Предварительно было выполнено сравнение методов регистрации активности путем измерения контрольного источника кобальт-60. В наших измерениях наведенной активности использовались эталонные установки, входящие в состав Государственного первичного эталона единицы активности нуклидов [5].

В конкретных условиях проведения этих измерений оценка погрешности определения плотности потока составляла 0,6% (P=0,68). Результаты сличений для нейтронов с энергией 14,8 МэВ приведены в таблице 2.

Таблица 2
 Результаты международных сличений для $E = 14,8 \text{ МэВ}$.

Участники сличений	Погрешность определения плотности потока, %	Активационные фольги			Камера деления	
		импульс (нейт. см ⁻²)	Оценка погреш- ности (%)		импульс (нейт. ср ⁻¹)	Оценка по- грешн. (%)
			случ.	систем.		
Англия	2,8	$7,882 \cdot 10^{-4}$	0,4	2,6	$6,68 \cdot 10^{-8}$	0,6 2,9
Евратом	2,4	$7,841 \cdot 10^{-4}$	0,9	2,5	$6,50 \cdot 10^{-8}$	1,0 3,1
МЕМВ	1,2	$7,669 \cdot 10^{-4}$	0,2	2,5	$6,42 \cdot 10^{-8}$	0,3 2,0
СССР	0,8	$7,842 \cdot 10^{-4}$	0,4	1,2	$6,32 \cdot 10^{-8}$	0,4 1,1
Франция	2,5	-	-	-	$6,33 \cdot 10^{-8}$	0,5 3,3
ФРГ	2,5	-	-	-	$6,64 \cdot 10^{-8}$	0,4 2,9
Япония	2,5	$7,759 \cdot 10^{-4}$	0,3	2,8	$6,55 \cdot 10^{-8}$	0,3 2,8

Средневзвешенные значения чувствительности по результатам всех участников составляет для метода активационных фольг $(7,812 \pm 0,031) \cdot 10^{-4}$ имп./нейтрон \cdot см $^{-2}$) и для камеры деления $(6,414 \pm 0,052) \cdot 10^{-8}$ имп./нейтрон \cdot ср $^{-1}$).

Как следует из анализа результатов сличений, отклонение полученных в СССР результатов от мирового средневзвешенного значения составляет для энергии 2,5 МэВ около - 0,3%, для энергии 14 МэВ при измерениях с камерой деления - 1,4%, при измерениях активационными железными фольгами + 0,3%. Таким образом, результаты сличений подтверждают правильность воспроизведения в СССР единицы плотности потока нейтронов при значениях энергии 2,5 и 14,8 МэВ, при этом точность определения плотности потока находится на уровне лучших достижений ведущих метрологических центров зарубежных стран и международных организаций.

Список литературы

1. Ярицына И.А. и др. - Измерительная техника, 1972, №8, сс. 8-11.
2. Ярицына И.А., Андреев О.Л. - Измерительная техника, 1972, №3, сс. 7-8.
3. Ярицына И.А. и др. - Нейтронные измерения, М., Из-во стандартов, 1973, 200с.
4. Шульц V.D. - Metrologia, 1980, 16, p. 31.
5. Караваев З.М. и др. - Измерительная техника, 1973, №1, с. 6.

ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЕЙ НЕЙТРОНОВ С
ЭНЕРГИЕЙ 2,5 И 14 МэВ

В.Т.Щеболев, Э.А.Рамендик

(ВНИИ метрологии им. Д.И. Менделеева)

Выполнены прецизионные исследования полей быстрых моноэнергетических нейтронов с энергией 2,5 и 14 МэВ с целью воспроизведения единиц потока и плотности потока нейтронов в различных областях энергетического диапазона. Различные независимые методы, использованные для получения их значений, дали согласующиеся результаты.

Precise determinations of characteristics of monoenergetic neutron fields in the energy range of 2,5 and 14 MeV are carried. The results of different independent methods are in good agreement.

Решение задачи по совершенствованию системы метрологического обеспечения народного хозяйства в области нейтронных измерений связано с разработкой, исследованием и внедрением новых методов и средств точных измерений характеристик нейтронных полей. Одним из определяющих направлений в этой работе является создание исходных средств измерений высшей точности—эталонных комплексов с достоверными характеристиками. Предпочтение должно быть отдано созданию моноэнергетических полей в различных точках энергетического диапазона, представляющего практический интерес.

Преимущество моноэнергетических полей состоит в однозначной интерпретации результатов взаимодействия нейтронного излучения с веществом.

С целью решения поставленной задачи в НИО ВНИИ имени Д.И. Менделеева проведены исследования полей быстрых моноэнергетических нейтронов с энергиями 2,5 и 14 МэВ, которые наряду с полем тепловых нейтронов, входящим в состав Государственного

первичного эталона единицы потока нейтронов [1], образуют материальную основу для воспроизведения единиц физических величин, характеризующих нейтронное излучение, в различных областях энергетического диапазона.

Источниками моноэнергетических нейтронов с энергиями 2,5 и 14 МэВ являются соответственно реакции $D(d, n)^3\text{He}$ и $T(d, n)^4\text{He}$, осуществляемые на специальном нейтронном генераторе, входящем в состав Государственного первичного эталона единицы потока нейтронов [2]. При этом повышенные требования к стабильности во времени, неизменности пространственно-энергетических параметров нейтронных полей и воспроизводимости их характеристик ставят определенные условия и ограничения при выборе режимов работы ускорителя [3,4]. Использование данных полей в качестве опорных для метрологического обеспечения в области нейтронных измерений накладывает ограничение также и по выходу реакций. Это связано с тем, что применение системы охлаждения мишени при больших токах ионного пучка неизбежно приводит к искажению пространственно-энергетического распределения нейтронов из-за взаимодействия с дополнительными конструктивными элементами. При работе без охлаждения ионный ток не должен превышать значения 10-20 мкА, поскольку при этом еще не происходит испарения изотопов водорода, содержащихся в твердой мишени. Поэтому полный поток нейтронов с энергией 2,5 МэВ не превосходит значения $5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и с энергией 14 МэВ - значения $5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Выполнены исследования пространственно-энергетического распределения нейтронов для обеих реакций. В качестве детекторов нейтронов использовались сцинтилляционный спектрометр с кристаллом стибьена и полиэтиленовая сфера диаметром 20 см с пропорциональным счетчиком тепловых нейтронов в центре. Получены функции возбуждения реакций для энергии нейтронов до 200 кэВ и угловые распределения нейтронов в диапазоне углов от -125 до $+125$ градусов. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками, полученными с учетом эффективной энергии взаимодействия ионов в толстой твердой мишени. Распределение нейтронов по энергии в лабораторной системе координат (ЛСК) является функцией угла эмиссии. Для (D-D)-реакции энергия нейтронов в зависимости от направления вылета варьируется в диапазоне 2,3-2,9 МэВ и для (T-D)-реакции - в диапазоне 13,6-14,8 МэВ. Дополнительные исследования

в поле нейтронов с энергией 14 МэВ с использованием селективных нейтронных и гамма-детекторов позволили оценить вклад различных радиационных составляющих поля [57]. При исследованиях пространственного распределения нейтронов вклад рассеянных нейтронов определялся методом "обратных квадратов" и вычитался из результатов измерения углового распределения. Для исключения влияния вариаций ионного тока в процессе серии измерений результаты нормировались на скорость счета сопутствующих альфа-частиц для нейтронов с энергией 14 МэВ и на скорость счета протонов из конкурирующей ветви реакции для нейтронов с энергией 2,5 МэВ.

Для ускоряющего напряжения 150 кВ при осуществлении $T(d,n)^4\text{He}$ реакции экспериментально установлено, что распределение нейтронов в системе центра инерции (СЦИ) изотропно.

Угловое распределение продуктов (D-D)-реакции анизотропно в СЦИ и должно описываться разложением по четным степеням косинуса угла эмиссии, то есть симметрично относительно направления 90° . Экспериментально получено значение коэффициента анизотропии [67], позволяющее определять значение плотности потока по результатам измерения полного потока нейтронов. При этом систематическая погрешность влияния анизотропии не превышает 0,6%.

Поток нейтронов с энергией 14 МэВ определяется методом регистрации сопутствующих α -частиц [67]. Суммарная погрешность воспроизведения единицы потока нейтронов составляет 0,6% при доверительной вероятности $P=0,99$. Определение потока нейтронов с энергией 2,5 МэВ основано на регистрации протонов из конкурирующей протонной ветви (D-D)-реакции. При этом используются литературные данные из работ 1963-1979 гг. по угловому распределению протонов и соотношению вероятностей нейтронной и протонной ветвей реакции. Метод определения потока нейтронов и составляющие его погрешностей описаны в работе [87]. Оценка суммарной погрешности воспроизведения единицы потока нейтронов с энергией 2,5 МэВ для $P=0,99$ составляет 1,8-2,0%.

С целью установления связи между методами воспроизведения единицы потока нейтронов в области 2,5 и 14 МэВ выполнены их сличения при помощи компаратора. В качестве компаратора применена графитовая сфера диаметром 2 м с двумя измерительными каналами, входящая в состав Государственного эталона единицы потока нейтронов. Результаты определения потока нейтронов с

энергией 14 и 2,5МэВ согласуются в пределах 0,9%.

выполнены определения плотности потока нейтронов с энергией 14 и 2,5МэВ. Для нейтронов с энергией 14МэВ осуществлены три независимых метода. Метод сцинтилляционного спектрометра с кристаллом стильбена основан на оригинальной процедуре обработки аппаратного спектра импульсов с выделением части распределения, соответствующей регистрации актов упругого рассеяния нейтронов на протонах в кристалле сцинтиллятора [9,10]. При этом используется расчетное значение эффективности регистрации, основанное на сечении однократного рассеяния нейтронов на водороде. Суммарная погрешность метода оценивается в 1,6-1,8% для $P=0,99$.

Метод нейтрон-альфа совпадений, который в применении к данной реакции рассмотрен в работе [11], позволяет экспериментально определить эффективность нейтронного детектора и таким образом по скорости счета нейтронов измерять плотность потока. Погрешность данного метода оценивается в 1,1-1,2% для $P=0,99$. Активационный метод определения плотности потока нейтронов с энергией 14МэВ основан на применении пороговых детекторов из железа и кремния, сечения активации которых известны. Оценка суммарной погрешности активационного метода для $P=0,99$ составляет 2,3%.

В [12] показано, что при согласованном воспроизведении единиц потока и плотности потока нейтронов в одном и том же поле возможно значение одной из них использовать для определения другой, что служит для выявления и исключения систематических составляющих погрешности. Рассматривая методы воспроизведения единиц как независимые, в случае получения согласующихся результатов можно принимать за оценку величины средневзвешенное значение, а за оценку погрешности - погрешность средневзвешенного значения. В таком случае при комплексном воспроизведении единиц оценка погрешности потока нейтронов с энергией 14МэВ составляет 0,6%($P=0,99$) и плотности потока - 1%($P=0,99$).

В поле нейтронов с энергией 2,5МэВ плотность потока нейтронов определяется методом сцинтилляционного спектрометра с кристаллом стильбена в двух его реализациях - с использованием расчетной эффективности регистрации нейтронов аналогичной методике, разработанной для 14МэВ, и методом предварительной калибровки спектрометра на основе относительной зависи-

мости сечения рассеяния от энергии, которая известна в диапазоне 1-15 МэВ с большей точностью, чем абсолютные значения сечений. Оценка погрешности каждого метода составляет 2,2-2,3% для $P=0,99$. С учетом комплексного воспроизведения единиц потока и плотности потока результирующие оценки погрешностей в поле нейтронов с энергией 2,5 МэВ составляют: для потока 1,5% и для плотности потока нейтронов 2% для $P=0,99$.

Опорные нейтронные поля быстрых мезонейтретических нейтронов с прецизионными метрологическими характеристиками используются для определения ядерно-физических констант $\bar{\Sigma}_{13,147}$ (сечений взаимодействия нейтронов с конструкционными и делящимися материалами), а также для проведения физических исследований и метрологической аттестации уникальных средств измерений нейтронных потоков, в том числе предназначенных для работы в системах диагностики и управления исследовательских термоядерных установок и исследования нейтронных полей в верхних слоях атмосферы и в космическом пространстве.

Список литературы

- 1 . Ярицына И.А. и др. - Измерительная техника ,1972, №3 с.7.
- 2 . Ярицына И.А. и др. - Измерительная техника ,1972, №8 с.8.
- 3 . Щеголев В.Т. - В сб.: Новые научно-исследовательские работы по метрологии , № 2, Из-во стандартов, М.-Л.,1964, с.55.
- 4 . Быков А.Н. и др. - Труды метрологических институтов СССР , вып. 124(184), 1970, с. 94.
- 5 . Щеголев В.Т. и др. - Труды метрологических институтов СССР , вып. 166(226), 1974, с. 18.
- 6 . Щеголев В.Т., Рамендик З.А. - Труды метрологических институтов СССР , вып. 239(299), 1980.
- 7 . Щеголев В.Т. - Труды метрологических институтов СССР , вып. 69(129), 1962, с. 86.
- 8 . Щеголев В.Т., Рамендик З.А. - Измерительная техника , 1980, № 4, с. 46.
- 9 . Щеголев В.Т. и др. - Метрология , 1973, № II, с. 65.
- 10 . Щеголев В.Т. и др. - Метрология , 1974, № 8, с. 61.
- 11 . Харитонов И.А. и др. - Труды метрологических институтов СССР , вып. 124(184), 1970, с. 146.
- 12 . Щеголев В.Т., Рамендик З.А. - Метрология и точные измерения , 1978, № 5, с. 1.
- 13 . Рамендик З.А. и др. - Атомная энергия , 1977, т. 42, в. 2, с. 136.
- 14 . Щеголев В.Т., Рамендик З.А. - Атомная энергия , 1977, т. 43, в. 1, с. 54.

АКТИВАЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ
НА ОСНОВЕ ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОТОПОВ

В.С.Валявкин, А.С.Воронин, И.Г.Никитин,
С.М.Соловьев, П.С.Солошенко, П.И.Федотов

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

Дано описание метода изготовления и калибровки набора детекторов на основе делящихся изотопов тория, урана, нептуния и плутония, предназначенного для спектрометрических измерений нейтронных потоков в ядерных реакторах.

The description of the technique of preparation and calibration of detector collect on the base of fissionable isotopes of thorium, uranium, neptunium and plutonium for spectrometric measurements of neutron flux in nuclear reactors is given.

Распределение потока нейтронов внутри ядерных реакторов можно измерять, помещая активационные детекторы из делящихся изотопов в различные точки активной зоны и регистрируя затем собственное γ -излучение осколков деления. Имея набор таких детекторов с разными порогами деления, можно получать сведения и об энергетическом спектре нейтронов.

Условия работы предъявляют особые требования к параметрам детекторов. Для уменьшения поглощения γ -квантов делящееся вещество должно быть нанесено тонким слоем. С другой стороны, для привязки результатов измерений к определенной точке активной зоны необходимо, чтобы вещество было распределено равномерно по площади детектора. Это требование исключает использование метода микрокапельного нанесения раствора [1]. Детекторы должны работать при температуре до 200°C и быть герметичными. Количество делящихся ядер должно быть определено с погрешностью 1-2%.

В данной работе приводится описание изготовления и калибровки активационных детекторов на основе тория-232, урана-233, 235, 238, нептуния-237, плутония-239, 240, 241 с активным слоем диаметром 13 мм. Делящееся вещество имело плотность от 2 до 30 мг/см² и помещалось в капсулу из нержавеющей стали со стенками толщиной 0,2 мм. Наружные размеры

капсулы: диаметр 18 мм, толщина 1,5 мм.

Детекторы были составлены из шести двусторонних мишеней идентичных размеров. Толщина отдельного слоя мишени не превышала $2,6 \text{ мг/см}^2$, что позволяло проводить α -спектрометрические измерения и определять количество делящегося вещества путем измерения полной α -активности основного изотопа, отделяя ее от побочных изотопов.

Слои размером $15 \times 90 \text{ мм}^2$ приготавливались методом многократного покрытия **алюминиевой фольги** толщиной 50 мкм **органическим раствором** требуемого изотопа с последующим отжигом [2]. Раствор изотопов урана, нептуния и плутония содержал ацетон, изоамилацетат и нитроклетчатку. Температура отжига составляла $500\text{--}550^\circ\text{C}$. При приготовлении слоев тория ацетон был заменен метиловым спиртом, а температура отжига понижена до 400°C . Работа с изотопами плутония и ураном-233 проводилась в боксе ИКА-НД, оборудованном малогабаритной муфельной печью, с остальными изотопами - в вытяжном шкафу.

Далее из намазанной фольги с помощью вырубки (для всех изотопов использовалась одна вырубка) вырезались шесть кружков требуемого диаметра и осуществлялась их одновременная калибровка с помощью счетных устройств, включающих полупроводниковые детекторы. Для измерения малоактивных изотопов тория-232, урана-235, 238 использовался полупроводниковый детектор с калиброванным входным окном [3] диаметром $(49,100 \pm 0,005) \text{ мм}$. Все мишени измеряемого комплекта помещались на расстоянии $(67,9 \pm 0,1) \text{ мм}$ от плоскости входного окна детектора по краю углубления диаметром 40 мм. Геометрический фактор в этом случае составлял $(2,82 \pm 0,01) \cdot 10^{-2}$. Мишени из урана-233, 236 и нептуния-237 промерялись с детектором меньших размеров [геометрический фактор $(2,32 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$] и, наконец, мишени из изотопов плутония были удалены от детектора на 806 мм, и геометрический фактор составлял $(1,396 \pm 0,005) \cdot 10^{-5}$.

Отметим некоторые особенности калибровки отдельных изотопов.

Торий-232. Плотность отдельного слоя $2,3 \text{ мг/см}^2$. Скорость счета $\sim 6 \text{ имп/сек}$. Полуширина линии тория-232 $\sim 1,1 \text{ МэВ}$. Уровень низкоэнергетического хвоста $0,3 \text{ \% /МэВ}$. В измеренном спектре интенсивность тория-232 составляет 37,8%, остальные линии принадлежат продуктам распада и торию-230, линия кота-

рого частично накладывается на линию тория-232. Для определения этого вклада была прослежена зависимость формы линии для данной мишени от энергии (путем сравнения линий тория-232 и полония-212). Вклад был определен графическим способом и оказался равным $(6,0 \pm 0,5)\%$. Доля α -активности тория-230 в суммарной активности изотопов тория была определена в этой же установке со специально приготовленной мишенью плотностью $\sim 0,5$ мг/см² (полуширина α -линии составляла при этом 0,26 МэВ) и оказалась равной $(17,7 \pm 0,3)\%$. Статистическая погрешность измерения одной стороны комплекта $\sim 1\%$ обеспечивалась за время 5000 сек.

Уран-233. Плотность слоя $\sim 0,38$ мг/см². Скорость счета ~ 200 имп/сек. Полуширина линии 0,19 МэВ. Уровень хвоста $\sim 0,12$ %/МэВ. Линии урана-232 и дочерних продуктов, суммарная интенсивность которых составляет 25,5%, хорошо отделяются от линии основного изотопа. Учтен вклад α -активности урана-234 (по данным масс-спектрометрических измерений), равный 1,35%.

Уран-235. Плотность слоя 0,40 мг/см². Скорость счета 7,5 имп/сек. Полуширина линии 0,20 МэВ. Уровень хвоста $\sim 0,18$ %/МэВ. В спектре присутствует линия урана-234. Его вклад, равный $(5,41 \pm 0,08)\%$, был определен на тонкой мишени, напыленной на стекло. Фон $\sim 0,001$ имп/сек.

Уран-236. Плотность слоя 2,5 мг/см². Полуширина линии 1,1 МэВ. Скорость счета ~ 10 имп/сек. Уровень хвоста 0,14 %/МэВ. В α -спектре линий других изотопов не обнаружено.

Уран-238. Плотность слоя 2,4 мг/см². Скорость счета 6,7 имп/сек. Полуширина линии 1,1 МэВ. Уровень хвоста 0,16 %/МэВ. В спектре наблюдается ступенька от урана-234, вклад которого в общую α -активность составляет 2,57%.

Нептуний-237. Плотность слоя 2,6 мг/см². Скорость счета ~ 130 имп/сек. Полуширина линии 0,91 МэВ. Уровень хвоста 0,12 %/МэВ. Примесь α -активности изотопов плутония и америция, определенная по спектру тонкой мишени, составляет $(3,4 \pm 0,2)\%$.

Плутоний-239. Плотность слоя 0,3 мг/см². Скорость счета ~ 80 имп/сек. Полуширина линии 0,15 МэВ. В спектре наблюдается линия с энергией 5,5 МэВ с интенсивностью 1,78% общей. Содержание плутония-240, по паспортным данным, составляло $\sim 0,01\%$, поэтому поправка на его α -активность не вводилась.

Плутоний-240. Плотность слоя $0,4 \text{ мг/см}^2$. Скорость счета 320 имп/сек . В спектре выделена примесь америция-241 - $6,3\%$. Кроме того, примесь плутония-239 добавляет $2,45\%$ (по паспортным данным).

Плутоний-241. Плотность слоя $0,17 \text{ мг/см}^2$. Наиболее сложный для калибровки изотоп. Период его α -распада достаточно точно не измерен, кроме того, его α -линия неотделима от линии плутония-242, поэтому калибровка проводилась по накоплению дочернего (после β -распада) америция-241, который в α -спектре хорошо отделяется от изотопов плутония. Число ядер плутония-241 определялось по соотношению:

$$N_{Pu} = \frac{A_{\Sigma Pu}}{\lambda_{Am} \lambda_{PuB}} \left[\frac{\xi(t_2) - \xi(t_1)}{t_2 - t_1} \right],$$

где $A_{\Sigma Pu}$ - полная α -активность всех изотопов плутония; λ_{Am} и λ_{PuB} - постоянные распада америция и плутония-241; $\xi(t)$ - отношение α -активности америция-241 к α -активности всех изотопов плутония, измеренное в момент времени t .

Значение $\xi(t_1)$ после очистки препарата от накопившегося америция оказалось равным $0,138 \pm 0,002$, а через 60 дней $\xi(t_2) = 0,787 \pm 0,002$. Доля α -активности плутония-241 в общей активности препарата составляла в начале измерения всего $5,7\%$.

Таким образом была определена полная α -активность основных изотопов, содержащихся в активационных детекторах. Расчет числа делящихся ядер проводился с использованием общепринятых периодов полураспада [4,5]. Погрешности определения числа ядер лежали в пределах от 1% (для урана-235 и урана-238) до 2% (для тория-232 и плутония-241).

Набор прокалиброванных мишеней помещался в чашечку с крышкой, сделанные из алюминиевой фольги толщиной 50 мкм , и завальцовывался. Далее чашечка помещалась в капсулу, края которой заваривались ультракороткой малоамперной дугой на установке СА-182 в камере с контролируемой атмосферой. Герметичность сварки проверялась жидкостным способом.

Изготовленные детекторы способны работать при температуре до 600°C . Идентичность размера активных слоев и алюминиевых фольг, помещенных внутри детекторов, позволяет стандартизировать процесс измерения собственных γ -квантов осколков деления, а высокая однородность распределения вещества (флуктуации плотности не превышают, по-видимому, 3%) позволяет

достаточно точно снимать картину энергетических распределений нейтронных потоков в ядерных реакторах.

Список литературы

1. Вейсс К.Ф. - В кн.: Радиоактивные стандартные препараты . М., Из-во физ.-мат. литер., 1958, с.163.
2. Носси Б., Штауб Г. - В кн.: Ионизационные камеры и счетчики . М., ИЛ, 1951, с.112.
3. Смирнов А.Н., Соловьев С.М. - В кн.: Программа и тезисы докладов XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра , II., Наука, 1976, с.267.
4. Schmorak M.R. - Nuclear Data Sheets, 1977, v.20, p.165, 192, 218; v.21, p.117, 153.
5. Ellis Y.A. - Nuclear Data Sheets, 1977, v.21, p.549; 1978, v.23, p.71, 123; v.24, p.289.

О ВОЗМОЖНОСТИ КОМПЛЕКСНОГО ПРОВЕДЕНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНОГО
АНАЛИЗА НЕЙТРОННО- И ГАММА-АКТИВАЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ
НА СИЛЬНОТОЧНОМ УСКОРИТЕЛЕ

Р.П.Мещеряков, Б.М.Яковлев

(ИИЯЯ при Томском политехническом институте)

Исследовались выход и энергетический спектр нейтронов от W- мишени высокопоточного бетатрона с максимальной энергией 25 МэВ, а также выход нейтронов от толстой Pb- мишени, облучаемой пучком тормозного излучения. Рассмотрены возможности активации различных элементов потоками быстрых и тепловых нейтронов от бетатрона.

The yield and the energy spectrum of neutrons from the W target of the high power betatron with the bremsstrahlung maximum energy 25 MeV and also the yield of neutrons from the thick Pb target were explored. Possibilities were considered of the activation of elements by fast and thermal neutron fluxes.

Быстрое развитие методов экспериментальной ядерной физики и, прежде всего, ускорительной техники и радиоэлектронной аппаратуры для регистрации различных видов излучений существенно способствует разработке и дальнейшему совершенствованию разнообразных, в том числе и ядерно-физических, методов анализа вещественного состава горных пород, руд и концентратов, чистых металлов и полупроводниковых материалов, сплавов и химических соединений, биологических и других объектов. Разработаны и широко используются для практических целей в различных областях народного хозяйства методы активационного элементного анализа и определения различных микропримесей. Следует отметить, что в последние годы все большее развитие получили фотоядерные методы: гамма-активационный и фотонейтронный, а также фотоактивационный метод, основанный на использовании реакции неупругого рассеяния гамма-квантов на атомных ядрах. При этом в качестве источников тормозного излучения высокой энергии могут быть использованы как радиоак-

тивные изотопы (например, изотопы натрия ^{24}Na и сурьмы ^{124}Sb , являющиеся источниками гамма-квантов с энергией 2,76 МэВ и 1,69 МэВ соответственно), так и ускорители электронов - бетатроны, микротроны, линейные электронные ускорители и электростатические генераторы. Из перечисленных выше типов электронных ускорителей бетатрон является относительно недорогим по сравнению с другими установками, наиболее простым по конструкции и весьма надежным в эксплуатации ускорителем, обеспечивающим достаточно высокую мощность дозы излучения. Следует отметить, что бетатроны с энергией тормозного излучения до 30 МэВ получили наиболее широкое распространение в различных областях науки, техники и медицины, в том числе и для целей активационного элементного анализа.

В настоящей работе в качестве источника излучения использовался сильноточный бетатрон с максимальной энергией ускоренных электронов 25 МэВ. В результате проведенных экспериментов [4], как и в более ранних работах, посвященных измерению потоков нейтронов в пучках тормозного излучения бетатронов с помощью методов наведенной активности, всеволновых счетчиков, ядерных фотоэмпульсий и других методов, было установлено следующее. При энергии тормозного излучения 19 МэВ и мощности дозы излучения около $400 \text{ рад} \cdot \text{мин}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ от вольфрамовой мишени величина потока быстрых нейтронов составляет $2,7 \cdot 10^6 \text{ нейтрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в пучке на расстоянии 1 м от мишени. Величина потока тепловых нейтронов при тех же параметрах пучка тормозного излучения ускорителя составила $1,2 \cdot 10^5 \text{ нейтрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

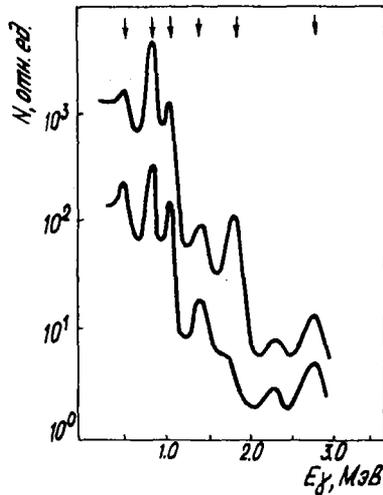
Применение дополнительной свинцовой мишени, установленной в пучке тормозного излучения бетатрона, в непосредственной близости от выходного окна вакуумной камеры ускорителя, позволило существенным образом повысить величину потока фотонейтронов. Свинцовая мишень ("облучатель") была выполнена в виде цилиндра диаметром 150 мм и высотой 60 мм; диаметр мишени-облучателя был выбран из расчета полного перекрытия пучка тормозного излучения при удалении на расстояние до 1 м от выходного окна. В передней торцовой части свинцового цилиндра имелось углубление цилиндрической формы диаметром 20 мм и длиной 20 мм, предназначенное для помещения исследуемых образцов. Такое приспособление в виде свинцовой мишени-облучателя позволило, при указанных выше параметрах пучка тормозного излучения сильноточ -

ного бетатрона получить поток быстрых нейтронов порядка $(6-8) \cdot 10^8$ нейтрон.см⁻².с⁻¹ в месте расположения исследуемых образцов, что вполне достаточно для проведения ядерно-физических и некоторых других экспериментов.

Возможности использования потоков фотонейтронов, генерируемых бетатроном, для целей активации различных элементов и последующей разработки методик нейтронно-активационного анализа были проверены на следующем примере облучения алюминиевого образца. Образец чистого алюминия, изготовленный в виде цилиндра диаметром 14 мм и высотой 8 мм, помещался в канал свинцовой мишени-облучателя и строго фиксировался по оси этого канала, совмещаемой с осью пучка тормозного излучения. Время облучения не превышало 10 мин. Анализ активности проводился на сцинтилляционном спектрометре с кристаллом NaJ(Tl) размерами $\phi 70 \times 70$ мм.

Образующийся в результате реакции $^{27}\text{Al}(\gamma, n)^{26}\text{Al}$ радиоактивный изомер алюминий-26m (период полураспада $T_{1/2} = 6,5$ с, $E_{\beta^+} = 3,21$ МэВ) не мешает анализу активности образца из-за малого периода полураспада. Аппаратурные спектры гамма-излучения изотопов элементов, образующихся при облучении исследуемого алюминиевого образца нейтронами, представлены на рисунке. Верхняя кривая характеризует аппаратный спектр гамма-излучения, снятый спустя 5 мин после окончания облучения образца, а нижняя кривая - аппаратный спектр гамма-излучения, полученный через 30 мин после проведения первого измерения.

Анализируя представленные на данном рисунке аппаратные спектры гамма-излучения и оценивая положение пиков гамма-излучения по энергетической шкале, можно прийти к заключению, что имеет место активация алюминиевого образца как быстрыми, так и тепловыми нейтронами. При этом образуется несколько радиоактивных изотопов. Зная энергию гамма-линий и пользуясь схемами распада радиоактивных ядер, например [2], можно идентифицировать эти изотопы. Во-первых, изотоп магния ^{27}Mg (с периодом полураспада $T_{1/2} = 10$ мин), образующийся в результате реакции $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$, характеризуется двумя гамма-линиями с энергиями 0,834 и 1,013 МэВ. Во-вторых, изотоп натрия ^{24}Na с периодом полураспада ~ 15 ч, также образующийся при взаимодействии быстрых нейтронов с исследуемым материалом, но теперь уже в результате другой реакции - $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$, и характери-



Аппаратурные спектры гамма-излучения радиоактивных изотопов, образующихся при облучении алюминиевого образца нейтронами.

зующийся двумя гамма-линиями с энергиями 1,37 и 2,75 МэВ. И, наконец, при взаимодействии тепловых нейтронов с материалом образца в результате реакции $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$ образуется радиоактивный изотоп алюминий-28 с периодом полураспада 2,3 мин и гамма-линией с энергией 1,78 МэВ.

На примере алюминия была наглядно показана возможность активации потоками быстрых и тепловых нейтронов чистого металла, который не содержит в заметном количестве каких-либо примесей. Несколько иначе обстоит дело в случае анализа содержания исследуемого элемента в сплавах или других соединениях сложного многокомпонентного состава. В этом случае в целях увеличения активности элемента необходимо изменять методику облучения образца, применяя либо кадмиевую защиту, если необходимо снизить активацию за счет тепловых нейтронов, либо парафиновые олоки, что, наоборот, позволяет повисить величину потока тепловых нейтронов. Использование потоков фотонейтронов, генерируемых электронными ускорителями, для целей активационно-

го анализа является актуальной задачей особенно применительно к тем элементам, гамма-активационный анализ которых затруднен или невозможен. К этой группе элементов, кроме алюминия, относятся марганец, кобальт, ванадий, диспрозий, скандий и ряд других элементов с подходящими ядерно-физическими свойствами. Предел определения содержания этих элементов в различных материалах на основании предварительных экспериментов может быть оценен равным $n \cdot 10^{-2}$ - $n \cdot 10^{-4}$ % масс.

Другие типы сильноточных ускорителей, например микротроны [3,4] и линейные ускорители электронов [5], являющиеся источниками более высоких потоков нейтронов, могут с успехом использоваться для целей активационного анализа. В частности, результаты ряда исследований, связанных с применением микротрона на 30 МэВ в активационном анализе, представлены в [6,7].

Приведенные выше данные об оценке возможностей использования электронных ускорителей как источников нейтронов позволяют сделать следующие выводы. Применение комплексных методов гамма- и нейтронно-активационного анализа позволяет определять содержание ряда элементов в различных образцах с достаточно высоким пределом определения. При разработке только методов гамма-активационного элементного анализа с использованием пучков тормозного излучения высокой энергии (выше 10 МэВ) необходимо учитывать вклад, обусловленный активностями, образующимися на матрице и других примесях за счет активации нейтронами.

Список литературы

1. Мещеряков Р. П., Тронов Г. И., Яковлев Б. М. - В кн.: Тезисы докладов XIX сов. по ядерн. спектроскопии и структуре атомн. ядра. Часть I. Д., Наука, 1969, с. 195.
2. Желепов Б. С., Пекар Л. К. - Схемы распада радиоактивных ядер. М.-Л., Изд. АН СССР, 1958.
3. Капица С. П., Мелехин В. Н. - Микротрон. М., Наука, 1969.
4. Малиновский Г. Б. и др. - В кн.: Разработка и практическое применение электронных ускорителей. Томск, Изд. ТГУ, 1972, с. 82.
5. Wilkmiss R. E. - *Analyt. Chem.*, 1969, v. 41, n. 3, p. 421.
6. Самосюк В. Н. - В кн.: II Совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народно-хозяйственных задач. Дубна, ОИЯИ, 1976, с. 45.
7. Киселева Т. Т. и др. - Там же, с. 65.

МЕТОДИКА И ПРОГРАММА РАСЧЕТА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА
ЯДЕР ПРИ НЕЙТРОННО-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ

В. И. Иванов, Л. В. Карин, Н. И. Крошкин, В. И. Назаренко,
В. А. Сафонов
(НИИАР)

Описана методика и программа для вычисления количества ядер в мишенях по измеренному пропусканию и заданным значениям резонансных параметров изотопов. В качестве иллюстрации работы программы приводятся результаты расчета спектра для мишени осмия.

Described are the technique and the program for calculation of the number of nuclei in targets according the transmission measured and the isotope resonance parameters given. The results on calculation of some spectrum sections for the osmium target are presented as the illustration of the program validity.

Определение содержания ядер в образцах без их разрушения является одной из задач неразрушающих методов. Одним из возможных методов контроля является нейтронно-спектрометрический метод (НСМ), основанный на пропускании через исследуемый образец коллимированного пучка нейтронов в резонансной области энергий 0,1-50 эВ. Для осуществления НСМ использовался нейтронный спектрометр по времени пролета, который представляет собой трехроторный нейтронный селектор с магнитным подвесом роторов и установлен на горизонтальном канале реактора СМ-2 [1]. НСМ анализа обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами контроля, поскольку существует однозначная связь между количеством ядер в образцах и измеренным нейтронным пропусканием. Метод также применим и в случае высокой радиоактивности образцов. Однако информация, получаемая на экспериментальных установках в виде кривых пропускания, требует достаточно сложной математической обработки.

В настоящей работе описывается алгоритм решения задачи определения методом формы числа ядер по измеренным кривым пропускания и известным значениям параметров резонансов. Программа написана для машины БЭСМ-6 на языке ФОРТРАН. На примере мишени осмия приведены результаты измерений.

Искомые количества изотопов определяются приближением по

критерий наименьших квадратов (МНК) расчетной кривой пропускания к экспериментальной зависимости. Расчетная кривая определяется по одноуровневой формуле Брейта-Вигнера с учетом доплер-эффекта и разрешения нейтронного спектрометра.

Полное сечение для области низких энергий нейтронов (< 1 кэВ) может быть описано формулой в виде:

$$\sigma(E) = 4\pi a^2 + \frac{6.52 \cdot 10^5}{\sqrt{E}} \cdot \frac{\Gamma g \Gamma_n^0}{(E_0 - E)^2 + (\Gamma/2)^2} - 5.725 \cdot 10^3 \frac{(E_0 - E) g \Gamma_n^0 a}{(E_0 - E)^2 + (\Gamma/2)^2},$$

где σ - полное эффективное сечение в барнах; E - энергия нейтрона в эВ, a - амплитуда потенциального рассеяния в единицах 10^{-12} см.; E_0 - энергия резонанса в эВ; Γ - полная ширина резонанса в эВ; Γ_n^0 - приведенная нейтронная ширина в эВ; g - статистический фактор.

С учетом доплеровского уширения полное сечение примет вид

$$\sigma_{\Delta}(E) = 4\pi a^2 + \frac{2\sqrt{\Delta}}{\Delta} g \Gamma_n^0 \left[6.52 \cdot 10^5 \frac{1}{\sqrt{E}} U(\xi, \eta) - 2.8625 \cdot 10^3 V(\xi, \eta) \right],$$

где $\xi = \frac{E_0 - E}{\Delta}$, $\eta = \frac{\Gamma}{2\Delta}$, $\Delta = 2\sqrt{T \frac{E}{A}}$;

T - температура образца в эВ, A - атомный вес изотопа;

$$U(\xi, \eta) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\eta e^{-z^2}}{(\xi - z)^2 + \eta^2} dz; \quad V(\xi, \eta) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi - z}{(\xi - z)^2 + \eta^2} e^{-z^2} dz.$$

Представляя функцию разрешения спектрометра в виде гауссовой кривой с параметром R , записываем пропускание образца в i -том канале в виде:

$$T(E_i) = \frac{1}{R(E_i)\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \exp \left[-\sum_{\lambda} n_{\lambda} \left(\sum_{\mu_{\lambda}} \sigma_{\Delta \mu_{\lambda}}(E_i) - \sigma_{r\lambda} \right) \right] \exp \left[-\frac{(E_i - E')^2}{R(E_i)} \right] dE'.$$

Сумма по λ означает суммирование по изотопам, а сумма по μ_{λ} означает суммирование по резонансам изотопа λ ;

n_{λ} - концентрация изотопа; $\sigma_{r\lambda}$ - потенциальное сечение изотопа; E_i - энергия нейтрона, соответствующая i -му каналу спектра по времени пролета.

Параметр R зависит от энергии нейтрона следующим образом:

$$R = BE^{3/2} + DE, \quad E_i = \frac{k}{\omega c^2(i-l)},$$

B, D, ω, c, k, l - постоянные, определяемые условиями эксперимента.

Задача программы заключается в подборе значений n_{λ} , которые наилучшим образом в смысле МНК приближают расчетную кривую пропускания образца к экспериментальной.

Задача решается прямым поиском минимума квадратов отклонений методом симплексов. В качестве функции поиска используется

$$S = \sum \left[(T_i^1 - T_i^2) \cdot \frac{10^{-2}}{\Delta T_i} \right]^2,$$

- T_1 - расчетное пропускание в i -ом канале спектра;
 T_2 - экспериментальное пропускание;
 ΔT_2 - абсолютная ошибка экспериментального пропускания.

В пространстве искоемых параметров строится начальный симплекс. Для двух параметров это - правильный треугольник, для трех - тетраэдр и т.д. Вычисляется значение функции поиска в вершинах симплекса. Точка с наибольшим значением заменяется другой, находящейся симметрично первой на прямой, проходящей через центр тяжести всех остальных точек. Таким образом строится новый симплекс. Для него повторяется та же процедура. Приближение считается достигнутым, если выполняется условие

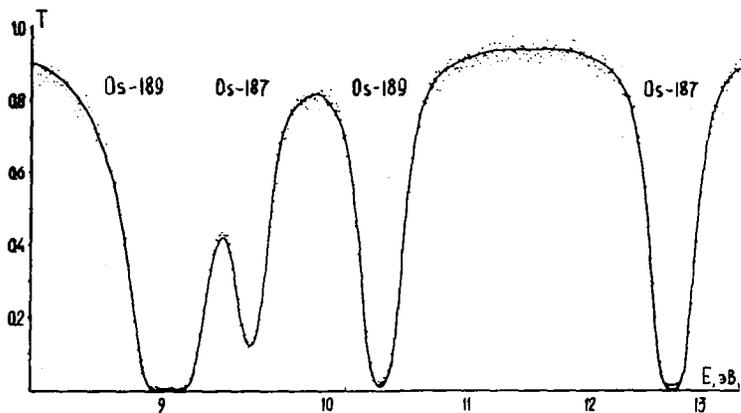
$$\sqrt{\sum_{i=1}^N (S_i - \bar{S})^2 / (N-1)} \leq \varepsilon,$$

- S_i - значение функции поиска в i -ой вершине симплекса;
 \bar{S} - среднее значение S_i ;
 ε - заданная точность;

N - число вершин симплекса. Число вершин симплекса на единицу больше числа варьируемых концентраций n_d .
 Подробности метода изложены в [2].

В начале работы программы печатается вся входная информация. Через требуемое число итераций печатается график экспериментального и расчетного пропускания, номер итераций, величины варьируемых плотностей, значение функции поиска. Эти данные выводятся для вершины симплекса с минимальным значением функции поиска. По окончании работы программы печатаются значения найденных плотностей и график экспериментального и расчетного пропускания.

В качестве иллюстрации возможности метода и применения программы приведены результаты обсчета участков спектра образца у осмия. Измерения проводились при скорости вращения ротора 6600 об/мин. Точками на рис. обозначены экспериментальные результаты, сплошной линией - теоретическая кривая, подогнанная методом наименьших квадратов. Образец представляет собой порошок металлического осмия, обогащенного легкими изотопами. На приведенном участке спектра резонансы при энергиях 9,51 и 12,74 эВ соответствуют $Os-187$, а при энергиях 9,03 и 10,36 эВ - $Os-189$. Резонансные параметры изотопов осмия, по которым велась расчеты, приведены в табл.1. В табл.2 приведены для сравнения результаты заданного и подсчитанного количества ядер в образце на $см^2$. Из таблицы видно хорошее согласие между заданным и подсчитанным количеством ядер. При обработке методом формы содержание ядер



Пропускание образца осмия: . . — эксперимент,
 ————— — теоретическая кривая.

находится с точностью, в основном определяемой точностью параметров уровней исконых изотопов.

Таблица I
 Резонансные параметры изотопов осмия

Изотоп	E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2g\Gamma_n$, мэВ
Os-187	9,51	82,70	$1,75 \pm 0,02$
Os-187	12,74	101,00	$11,2 \pm 0,1$
Os-189	9,03	102,50	$8,4 \pm 0,2$
Os-189	10,36	92,20	$3,35 \pm 0,05$

Таблица 2
 Результаты измерений количества ядер осмия

Изотоп	Заданное кол-во, ядер/см ²	Определенное кол-во, ядер/см ²
Os-187	$1,14 \cdot 10^{21}$	$1,14 \cdot 10^{21}$
Os-189	$1,58 \cdot 10^{21}$	$1,57 \cdot 10^{21}$

Для трех исконых толщин изотопов и 500 точек экспериментальной кривой пропускания машина БСМ-6 затрачивает 40 минут. Про-

Программа предназначена для любой ЭМ, на которой есть транслятор с языка ФОРТРАН на язык машины. Программа отлажена и находится в эксплуатации. Возможность применения и все подробности программы излагаются в готовящемся к выпуску препринту НИИАР.

Список литературы

1. Бабич С.И. и др. Экспериментальное исследование возможностей нейтронно-спектрометрического метода анализа образцов. Препринт П-15(349), НИИАР, Димитровград, 1978г.
2. Химмельблад Д. Анализ процессов статистическими методами. М., Мир, 1973.

ВОЗМОЖНОСТИ НЕЙТРОННО-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА АНАЛИЗА

В. М. Иванов, Л. В. Карин, Н. И. Крошкин,
В. И. Назаренко, В. А. Сафонов
(НИИАР)

Методом времени пролета с помощью механического селектора нейтронов измерен образец U-Pu-смеси. Путем использования известных параметров резонансов методом формы обчислены кривые пропускания. Показана возможность количественного определения ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu .

The spectrometric analysis of neutrons transmitted through a U-Pu specimen has been performed using the chopper by the time-of-flight method. From the parameters already known the transmission curves were calculated by the shape technique. The possibility in quantitative estimation of ^{235}U , ^{238}U , and ^{239}Pu has been demonstrated.

Разработке и применению различных неразрушающих методов с целью оперативного контроля содержания, процессов выгорания и накопления ядерного горючего в разных типах твэлов в настоящее время уделяется значительное внимание. Современный уровень развития метода γ -спектроскопии в ряде случаев успешно решает такие задачи, как определение содержания изотопов U и Pu по их характеристическому излучению и выгорания ядерного горючего путем анализа γ -излучения продуктов деления. Однако обеспечение контроля содержания и накопления ядер, особенно в процессе воспроизводства, сталкивается с рядом трудностей, обусловленных малым выходом и низкой энергией γ -излучения большинства изотопов. Одним из многих возможных неразрушающих методов контроля является нейтронно-спектрометрический метод анализа (НСМ). НСМ основан на изучении спектра пропускания нейтронов через исследуемые образцы в резонансной области энергий. Следует обратить внимание на сравнительную простоту и высокую чувствительность нейтронно-спектрометрического метода определения содержания ядер, обладающих большими величинами нейтронных сечений. Высо-

кое энергетическое разрешение, достигаемое на нейтронных селекторах, обеспечивает возможность анализа резонансных уровней исследуемых ядер. Появление в последнее время работ с оценками перспективности применения нейтронно-спектрометрических методов [1-3] подтверждает актуальность и необходимость получения количественной информации, характеризующей возможности метода при использовании существующих экспериментальных установок. Возможность практического использования НСМ для контроля ядерного горючего определяется техническими характеристиками, например, селектора нейтронов 4, и наличием информации о резонансных параметрах исследуемых изотопов необходимой точности. Анализ прошедшего пучка нейтронов по энергии позволяет определить наличие в образце ядер того или иного изотопа, а по величине и форме резонанса судить о количестве ядер в образце. Анализ кривых пропускания может быть выполнен методом площадей или формы. В этой работе обработка выполнялась методом формы с использованием резонансных параметров, приведенных в работе [5]. Ранее нами использовались образцы урана, обогащенные изотопом U-238, и образец плутония [2]. В настоящей работе исследовалась возможность количественного определения ядер U-235, U-238 и Pu-239 в смеси.

Измерения проводились в одной точке, определяемой размером коллиматора $1 \times 6 \text{ мм}^2$. Смесь U - Pu размещалась в образце диаметром 5,8 мм и длиной 50 мм. Образец располагался вертикально. Ось коллиматора была перпендикулярна оси образца и пересекала образец по его диаметру. Геометрия измерений показана на рис. I и методические подробности приведены в [2]. Измерения проводились при скорости вращения ротора 6600 об/мин , что при ширине щели 1,6 мм соответствует разрешению 58 нэВ . Измерения велись в диапазоне энергий нейтронов 5-50 эВ. В этом диапазоне идентифицированы все известные уровни U-235, U-238, Pu-239.

Количественный анализ на содержание ядер был проведен по следующим резонансам: U-235 - 6,19; 6,40; 7,08; 8,79; 9,28; 9,74; 10,19; 10,80; 11,66; 12,39; 12,85; 12,91; 19,25; 20,06; 20,57; U-238 - 6,69; 20,82; и Pu-239 - 7,83; 10,95; 11,89 эВ. Оценка количественного содержания ядер проводилась методом формы, что позволило провести оценки для относительно слабых резонансных уровней указанных изотопов и повысить точность определения числа ядер по сравнению с ранее применявшимся методом площадей [2]. Метод формы позволяет проводить оценки и для неразре-

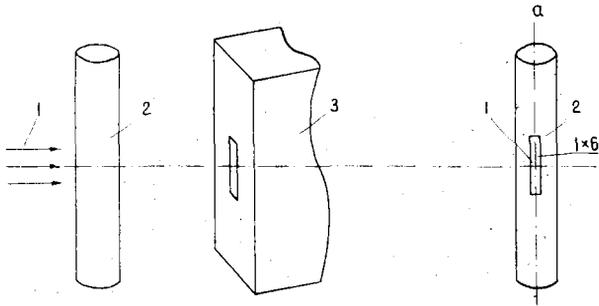


Рис.1 Геометрия измерений: 1 - пучок нейтронов, 2 - образец, 3 - коллиматор; а) - вид спереди

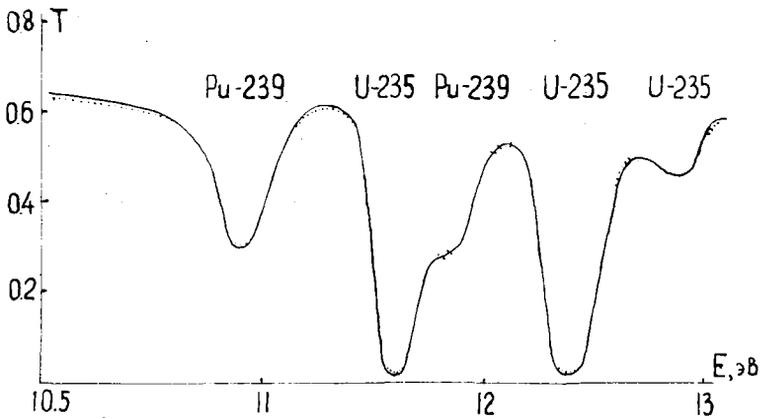


Рис. 2 Пропускание U - Pu образца

шенных резонансов. На рис.2 приведен участок измеренного спектра в диапазоне энергий 10-13 эВ.

Точками на рис. показаны экспериментальные результаты. При построении теоретической кривой использовались резонансные параметры, приведенные в [5]. Результаты измерения количества ядер приведены в табл. В первом столбце таблицы указано заданное значение числа ядер, которое определялось количеством заложеного элемента, геометрическими размерами образца и изотопным содержанием урана и плутония. Во втором столбце указано определенное методом Формы количество изотопов U-235, U-238 и Pu-239. Диапазон измеренных толщин указывает граничные значения числа ядер, определенные по различным резонансам. Основными источниками погрешностей при определении числа ядер методом Формы являются неточности в знании резонансных параметров. Точность резонансных параметров уровня, известная в настоящее время, существенно отличается для различных ядер и резонансов и по данным [5] составляет для U-235 ~ 3%, U-238 ~ 5% и Pu-239 ~ 4%. Расхождение в заданном и определенном числе ядер для этого образца, по-видимому, объясняется несовершенством и трудностью изготовления однородной U-Pu-смеси. Существенно повысить точность при определении числа ядер можно при наличии образца-свидетеля, для которого число ядер определено с точностью более 1%.

Содержание ядер в образце

Изотоп	Заданное число ядер яд/см ²	Определенное число ядер яд/см ²
U-235	$8,87 \cdot 10^{21}$	$(8,70-9,10) \cdot 10^{21}$
U-238	$9,85 \cdot 10^{20}$	$9,0 \cdot 10^{20}$
Pu-239	$6,94 \cdot 10^{20}$	$6,35-6,13 \cdot 10^{20}$

Список литературы

1. H.G. Priesmeier, V. Harz, АТКЕ, v.25, p.109, 1975.
2. С.А.Бабич и др.Препри.т ИМАР, П-15(349), Димитровград, 1978
3. J.W.Behrens, R.A.Schrack, C.D.Bowman, Trans.Am.Nucl.Soc.32, 207, 1979.
4. С.И.Калевин и др.Препри.т ИМАР, П-131, Димитровград, 1972
5. Neutron Cross Section, BNL-325, Third Ed., v.1, 1973.

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ
КАК ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Р. П. Мещеряков, Б. М. Яковлев, М. Р. Яковлев, Т. Н. Васина
(НИИЯФ при Томском политехническом институте)

Приводятся оценки различных типов электронных ускорителей с максимальной энергией тормозного излучения до 30 МэВ как импульсных источников нейтронов. Обсуждаются возможности использования этих ускорителей для практических целей.

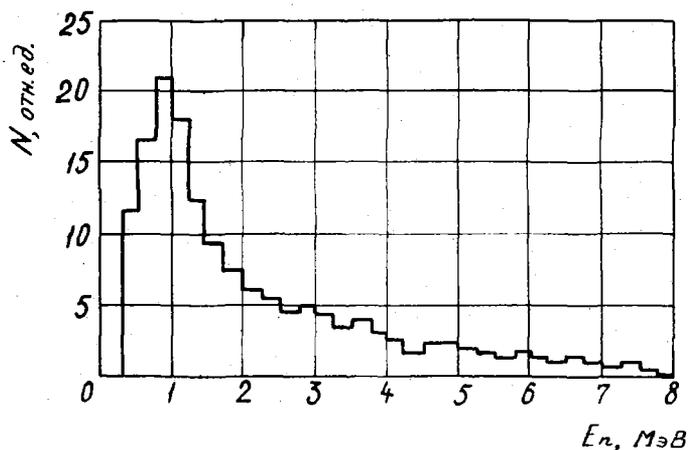
The comparison is given of several electron accelerator types with bremsstrahlung maximum energy up to 30 MeV for neutron pulse sources. Possibilities are discussed to use these accelerators for practice.

Применение электронных ускорителей в различных областях исследований требует предварительного детального изучения состава пучка электронов или тормозного излучения ускорителя, энергетического спектра и пространственного распределения, а в ряде случаев и временного распределения излучения и т.д. Результаты, полученные при проведении подобных экспериментов, позволяют более корректно проводить измерения энергии и интенсивности тормозного излучения, правильно оценить вклад вторичных компонентов излучения в измеряемую мощность дозы тормозного излучения или потока быстрых электронов и т.п. При проведении гамма-активационного анализа вещественного состава различных объектов и материалов учет этих данных позволит более правильно оценить вклад вторичных излучений в образование наведенной активности в исследуемом образце, а при фотонейтронном методе анализа элементов или микропримесей в исследуемых образцах — оценить вклад вторичных быстрых и тепловых нейтронов, имеющихся в пучке тормозного излучения любого электронного ускорителя с высокой энергией.

Изучение состава пучка и пространственного распределения тормозного излучения бетатронов с энергией до 25 МэВ [1-5] показало, что в пучках помимо квантов высокой энергии в значительном количестве имеются высокоэнергетические электроны, острые и тепловые нейтроны. В результате этих экспериментов было установлено следующее. Кроме основного пучка тормозного излучения высокой энергии, направленного вперед по касательной к траектории электронов в месте расположения мишени, для циклических электронных ускорителей характерным является наличие полей рассеянного излучения, распространяющихся во все стороны от ускорителя, особенно в плоскости равновесной орбиты. Было также отмечено наличие нескольких максимумов в угловом распределении тормозного излучения, сдвинутых на различные углы по отношению к основному пучку излучения. Анализ результатов измерений пространственного распределения тормозного излучения нескольких бетатронов с помощью толстостенных ионизационных камер и пороговых детекторов показал, что тормозное излучение с энергией около 19 МэВ и выше распространяется преимущественно в переднем направлении в области углов до $\pm(50-60)$ градусов относительно оси основного пучка, в то время как кванты с энергией около $0,5 E_{\text{max}}$ имеются под любыми углами, в том числе и в обратном направлении. Была выяснена природа вторичных максимумов и, в частности, установлено, что наличие одного из них, расположенного вблизи от основного пучка тормозного излучения, обусловлено не мягким тормозным излучением, энергия которого не превышает 1 МэВ, как ошибочно полагали ранее, а электронами, обладающими высокой энергией.

Наличие квантов высокой энергии вокруг ускорительной установки позволило высказать предположения, что фотонейтроны, образующиеся в результате (δ, n) -реакций на элементах, входящих в состав конструкционных материалов ускорителя, также будут иметься не только в зоне прохождения пучка тормозного излучения, но и за его пределами. Было установлено, что в пучке тормозного излучения бетатрона на 25 МэВ, работающего в режиме: энергия излучения 24 МэВ, мощность дозы тормозного излучения $30 \text{ рад} \cdot \text{мин}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ - потоки острых и тепловых нейтронов на расстоянии 1 м от вольфрамовой мишени ускорителя [6-8] составляют $3,2 \cdot 10^4 \text{ нейтрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и $2 \cdot 10^3 \text{ нейтрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно.

В зоне пучка тормозного излучения сильноточного бетатрона на 25 МэВ потоки быстрых и тепловых нейтронов достигают еще большей величины. Измерения потоков нейтронов в пучке излучения сильноточного бетатрона при энергии тормозного излучения 19 МэВ и мощности дозы около $400 \text{ рад} \cdot \text{мин}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ показали, что на расстоянии 1 м от вольфрамовой мишени ускорителя поток быстрых нейтронов равен $2,7 \cdot 10^6 \text{ нейтрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а поток тепловых нейтронов — $1,2 \cdot 10^5 \text{ нейтрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Энергетический спектр быстрых нейтронов, представленный на рисунке, измерен с помощью метода ядерных фотоэмульсий. Он лежит в пределах от 0,25 МэВ до ~ 8,0 МэВ и характеризуется резко выраженным максимумом в области энергии около 1,0 МэВ. Основными источниками фотонейтронов в ускорителе являются мишень, а также свинцовый коллиматор и другие детали, находящиеся в зоне прохождения пучка тормозного излучения.



Энергетический спектр быстрых фотонейтронов в пучке тормозного излучения бетатрона

При проведении экспериментов по изучению пространственного распределения тормозного излучения бетатронов с энергией до 25 МэВ методом наведенной активности и изучению выходов (α, n)-реакций было установлено, что часть исследуемых элемен-

тов активируется не только под действием высокоэнергетических квантов, но и под действием нейтронов. Первоначально высказанное предположение, что активация некоторых материалов может быть обусловлена, в частности, (n, γ) -реакцией, т.е. за счет тепловых нейтронов, нашло подтверждение в последующих исследованиях, когда было установлено, что такие реакции действительно протекают на изотопах хлора с образованием радиоактивного хлора-37 с периодом полураспада $T_{1/2}=38,5$ мин; серебра - с образованием серебра-108 с $T_{1/2}=2,5$ мин и эрбия - с образованием эрбия-165 с $T_{1/2}=70$ с. Величина активности исследуемых образцов была сравнительно невелика из-за небольшого по величине потока тепловых нейтронов, в свою очередь обусловленного параметрами пучка тормозного излучения: энергия 24 МэВ, мощность дозы $15 \text{ рад} \cdot \text{мин}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$, а также кратковременным облучением образцов.

Ускорители электронов используются в качестве источников нейтронов довольно редко, однако следует отметить, что в ряде случаев по величине интенсивности потоков нейтронов они не уступают нейтронным генераторам и работают устойчиво в течение длительного времени. Так, например, электростатический генератор Ван-де-Граафа [9, 10] с энергией до 3 МэВ при использовании в качестве мишени бериллия является источником тепловых нейтронов с величиной потока $\sim 5 \cdot 10^7$ нейтрон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Линейный ускоритель электронов с энергией 4,2 МэВ и током пучка электронов 50 мкА [11] с использованием бериллиевой мишени и парафинового блока для замедления нейтронов давал поток тепловых нейтронов около 10^7 нейтрон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При энергии ускоренных электронов, превышающих пороговые энергии фотонейтронных реакций на тяжелых элементах, в качестве мишени выгоднее применять не бериллий, а такие элементы, как тантал, вольфрам, уран или свинец, что позволяет значительно повысить выход фотонейтронов. Использование линейного ускорителя электронов с энергией 30 МэВ и током пучка 145 мкА [12] и с мишенями из тантала или вольфрама позволило получить поток быстрых нейтронов, равный $1 \cdot 10^{10}$ нейтрон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Микротрон с энергией 30 МэВ и током пучка электронов 15 мкА является источником быстрых нейтронов с величиной потока 10^{12} нейтрон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и тепловых нейтронов - 10^{10} нейтрон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Ускорители электронов как источники нейтронного излучения в ряде случаев могут быть успешно использованы для разработки методик нейтронно-активационного анализа содержания некоторых элементов, анализ которых с помощью гамма-активационного метода или других аналитических методов либо затруднен, либо совершенно невозможен. Например, с помощью потоков нейтронов от электростатического генератора, используя метод нейтронно-активационного анализа, определяли содержание хлора в полимерах, брома - в органических эфирах и содержание алюминия, хлора, магния, молибдена и платины - в катализаторах. Линейный ускоритель электронов на 4,2 МэВ использовался как источник тепловых нейтронов для разработки методик нейтронно-активационного анализа содержания натрия, магния, алюминия, кальция и ряда других элементов в образцах горных пород, руд и продуктов их переработки. Из приведенных выше данных видно, что электронные ускорители в довольно широком диапазоне энергии тормозного излучения могут быть с успехом использованы для целей определения содержания многих элементов методом нейтронной активации, причем методики анализа обладают достаточно высокой чувствительностью и вполне удовлетворяют требованиям горнорудной и перерабатывающей промышленности.

Список литературы

1. Москалев В. А. - Изв. Томского политехн. ин-та, 1957, т. 87, с. 387.
2. Тихонов Н. А., Яковлев Б. М. - Там же, с. 441.
3. Берзин А. К., Мещеряков Р. П., Яковлев Б. М. - Известия ВУЗов, Физика, 1959, № 4, с. 130.
4. Яковлев Б. М., Мещеряков Р. П. - В кн.: Электронные ускорители. М., Высшая школа, 1964, с. 419.
5. Яковлев Б. М. - В кн.: Электронные ускорители. М., Атомиздат, 1970, Вып. 4, с. 66.
6. Берзин А. К., Яковлев Б. М., Ятис А. А. - Изв. Томского политехн. ин-та, 1962, т. 122, с. 21; там же, с. 27.
7. Яковлев Б. М., Ятис А. А. - Известия ВУЗов, Физика, 1963, № 4, с. 3.
8. Берзин А. К., Яковлев Б. М., Ятис А. А. - В кн.: Электронные ускорители. М., Высшая школа, 1964, с. 435.
9. Moses A. J., Saldvick J. - Nucleonics, 1956, v. 14, n9, p. 118.
10. Burill E. A., Gale A. J. - Activation Analysis with Van de Graaf neutron Sources. US AEC Report VP-13762, 1961, p. 12.
11. Аббасов О. и др. - В кн.: Активационный анализ в народном хозяйстве. Ташкент, ФАН, 1974, с. 97.
12. Wilkins R. E. - Analyt. Chem., 1969, v. 41, n3, p. 421.

ИЗЛУЧАТЕЛИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ В БЛИЗКОЙ ГЕОМЕТРИИ НАБЛЮДЕНИЯ

В.В.Кравцов

(КУ)

Проанализировано самопоглощение проникающего излучения в сферическом и тороидальном радиоактивном источнике применительно к поверхностно- и объемно-регистрирующим детекторам. Показано, что наибольшее отличие в величине самопоглощения реализуется в близкой геометрии наблюдения.

It has been analysed self-absorption radiation by spheric and torus radioactive sources for thin and thick detectors. It has been shown that large difference between self-absorption values is realized at small distances.

При определении активности различных радиоактивных источников по величине плотности тока или величине потока ядерных излучений [1] можно ввести соответственно два различных определения коэффициента самопоглощения. Первое связано с эффектами на поверхности, другое, прежде всего, с объемными эффектами. В работе [2] соответственно определяется величина интенсивности (J) излучения и доза (D), создаваемая в некоторой точке наблюдения одним и тем же радиоактивным источником конечных размеров.

Коэффициенты самопоглощения, определяемые, как $f_1 = J/J_0$, (J_0 - интенсивность при отсутствии поглощения в источнике) и соответственно $f_2 = D/D_0$ будут совпадать, когда размерами источника можно пренебречь по сравнению с расстоянием до точки наблюдения. Однако данные о том, когда различие между величинами f_1 и f_2 становится существенным, отсутствуют.

I. Сферический источник. В работе [2] показано, что величина коэффициента f_2 определяется интегралом:

$$f_2 \sim \int_0^{\omega_1} (1 - e^{-2M(\alpha^2 - c^2 \sin^2 \vartheta)^{1/2}}) \sin \vartheta d\vartheta, \quad (1)$$

где α - радиус шара; c - расстояние до точки наблюдения от центра шара; $\omega_1 = \arcsin \omega$; $\omega = \alpha/c$.

Интегрирование (1) через известные функции может быть про-

ведено только при значении $\alpha = 2\alpha_M = 0$ или $\omega = 1$. Можно показать, что для рассматриваемого случая коэффициент самопоглощения равен:

$$f_2 = 2\omega\alpha^{-1}B^{-1} \int_0^1 (1 - e^{-\alpha x}) x (A^2 + x^2)^{-1/2} dx, \quad (2)$$

где $B = (1 - \omega^2)/(2\omega)^{1/2} \ln(1 + \omega)/(1 - \omega)^{1/2}$, $A^2 = (1 - \omega^2)\omega^2$.

В дополнение к известным решениям (2) при $\omega = 1$ и $\alpha = 0$, при $\omega \rightarrow 0$ получается решение через элементарные функции:

$$f_2 = (3/2\alpha) \left\{ 1 - 2\alpha^{-2} [1 - (1 + \alpha)e^{-\alpha}] \right\},$$

которое совпадает с величиной f_1 из (3):

$$f_2 = 2\alpha^{-1} [1 - \alpha^{-1}(1 - e^{-\alpha})], \quad (3)$$

как и должно быть для значения $\omega = 1$, когда точка наблюдения находится на поверхности шара.

В области промежуточных значений $0 < \omega < 1$ проведено численное интегрирование (I) по Симпсону при различных величинах параметра α ($0 < \alpha \leq 80$). Значения коэффициента f_2 представлены в табл. I. На рис. I показано поведение отношения $\eta = f_1/f_2$ в зависимости от величины параметра ω .

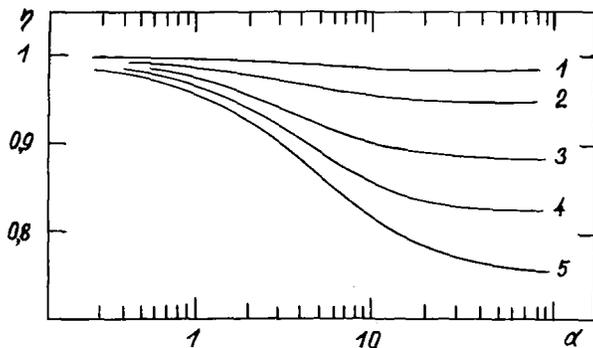


Рис. I. Кривые 1 - $\omega = 0,5$; 2 - $\omega = 0,8$; 3 - $\omega = 0,95$;
4 - $\omega = 0,99$; 5 - $\omega = 1$

Из проведенного анализа следует, что наибольшее отличие в величинах коэффициентов самопоглощения f_1 и f_2 имеет место при $\alpha \gg 1$ и близкой геометрии наблюдения.

Если $\omega = 1$, $\eta = 3/4$, т.е. максимальное отличие достигает 25%. Для $\omega \leq 0,8$ различие при любых значениях величины α меньше 4-5%.

Таблица I

ω	1	0,99	0,95	0,9	0,8	0,7	0,5
0,1	0,968	0,967	0,966	0,965	0,965	0,954	0,964
0,2	0,937	0,936	0,934	0,932	0,931	0,930	0,929
0,4	0,879	0,877	0,873	0,871	0,869	0,868	0,866
0,5	0,852	0,850	0,845	0,843	0,840	0,838	0,837
0,6	0,827	0,824	0,819	0,816	0,813	0,811	0,809
0,8	0,779	0,775	0,769	0,766	0,762	0,759	0,757
1,0	0,736	0,731	0,724	0,720	0,715	0,713	0,710
1,2	0,696	0,691	0,683	0,678	0,673	0,670	0,667
2,0	0,568	0,561	0,551	0,545	0,538	0,535	0,530
4,0	0,377	0,368	0,357	0,351	0,344	0,340	0,336
6,0	0,278	0,269	0,258	0,252	0,246	0,243	0,239
8,0	0,219	0,210	0,201	0,195	0,190	0,187	0,184
10	0,180	0,172	0,163	0,159	0,154	0,152	0,149
20	0,0950	0,0892	0,0839	0,0812	0,0786	0,0772	0,0757
40	0,0488	0,0451	0,0422	0,0408	0,0395	0,0388	0,0380
80	0,0247	0,0227	0,0211	0,0205	0,0198	0,0194	0,0190

2. **Торондальный источник.** Наблюдение излучения из торондального источника производится в точке \mathcal{D} согласно рис.2.

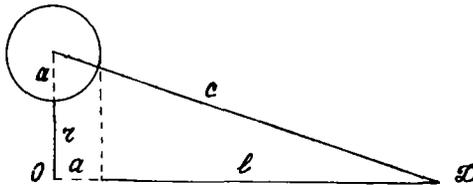


Рис.2

Можно показать, что для значений $z \geq 0$ и $l \geq 0$ коэффициент самопоглощения ($k_1 = J_1/\alpha J_2$) будет определяться выражениями:

$$J_1 = \int_0^1 (1 - e^{-\alpha(1-x^2)^{1/2}}) (1 - 2\omega^2 x^2) (1 - \omega^2 x^2)^{-1/2} dx; \quad (4)$$

$$J_2 = \int_0^1 (1 - x^2)^{1/2} (1 - 2\omega^2 x^2) (1 - \omega^2 x^2)^{-1/2} dx. \quad (5)$$

Интеграл (5) сводится к эллиптическим интегралам:

$$J_2 = (\sqrt{3}\omega^2) \left\{ (1-\omega^2)K(\omega) - (2\omega^2-1)E(\omega) \right\}, \quad (6)$$

где $K(\omega)$ и $E(\omega)$ - полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно.

Для f_2 можно получить следующее выражение:

$$f_2 = (\alpha/2) \left\{ J_1(\alpha) - L_1(\alpha) \right\}, \quad (7)$$

где $J_1(\alpha)$ - функция Бесселя от мнимого аргумента, а $L_1(\alpha)$ - модифицированная функция Струве.

Выражение для коэффициента самопоглощения торообразного источника (7) совпадает с полученным ранее автором выражением для коэффициента самопоглощения удаленного цилиндрического источника [4].

Значения коэффициентов f_1 , полученные численными методами интегрирования, представлены в табл.2 для различных значений α и ω . На рис.3 показано поведение отношения $\eta = f_1/f_2$ при различных значениях α и ω .

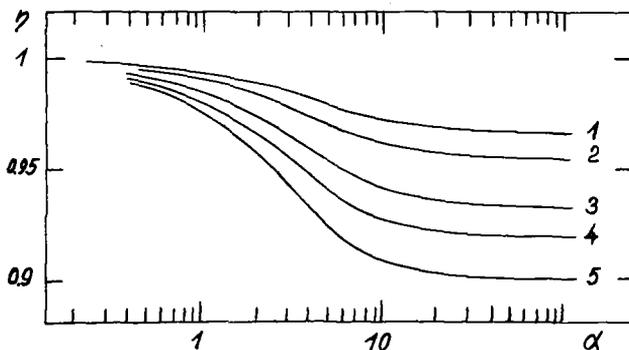


Рис.3. Кривые 1 - $\omega = 0,4$; 2 - $\omega = 0,5$; 3 - $\omega = 0,6$;
4 - $\omega = 0,65$; 5 - $\omega = 1/\sqrt{2}$

Интересно отметить, что величина f_1 для шара не зависит от расстояния до точки наблюдения, в то время как для тороидального источника f_1 является функцией величины ω . Для значений коэффициента f_2 зависимость от величины ω обратная предыдущей. Такое поведение коэффициентов f_1 и f_2 для шара и тора объясня-

ется чисто геометрическим фактором.

Таблица 2

ω α	$1/\sqrt{2}$	0,65	0,6	0,5	0,4	0,2
0,1	0,956	0,957	0,957	0,958	0,958	0,959
0,2	0,915	0,916	0,917	0,918	0,918	0,920
0,4	0,840	0,843	0,843	0,845	0,847	0,848
0,5	0,806	0,808	0,810	0,812	0,814	0,815
0,6	0,774	0,776	0,778	0,780	0,782	0,784
0,8	0,714	0,717	0,719	0,723	0,725	0,727
1,0	0,661	0,665	0,667	0,671	0,673	0,676
2,0	0,467	0,472	0,475	0,480	0,483	0,487
4,0	0,275	0,280	0,283	0,287	0,290	0,294
6,0	0,189	0,193	0,195	0,199	0,202	0,205
8,0	0,143	0,146	0,148	0,151	0,153	0,156
10	0,114	0,117	0,119	0,121	0,123	0,125
20	0,0572	0,0586	0,0596	0,0610	0,0620	0,0631
40	0,0286	0,0293	0,0298	0,0305	0,0310	0,0315
80	0,0143	0,0146	0,0149	0,0153	0,0155	0,0158

Проведенный анализ показывает, что для исследуемых конфигураций источников различие в величине коэффициентов f_1 и f_2 максимально в предельно близкой геометрии наблюдения. В большинстве практически важных случаев, когда предельная геометрия наблюдения не реализуется, различие между f_1 и f_2 менее существенно и равно нескольким процентам, что во многих случаях сравнимо с точностью современных экспериментов.

Список литературы

1. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов. М., Атомиздат, 1961, 343 с.
2. Федосин Б.К. Ядерные излучения тел различной формы. (Основы теории). Л., Изд-во Ленинград.ун-та, 1973, 194 с.
3. Гориков Г.В. Проникающие излучения радиоактивных источников. Л., Наука, 1967, 394 с.
4. Кравцов В.В.-Вестник Киев.ун-та. Физика, вып.20, Киев, Выда школа, 1979, с.50-58.

**УСТРОЙСТВО АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ
АППАРАТУРОЙ В НЕЙТРОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**
А. Г. Исаев, В. Б. Кисловский, В. В. Колотый
(ИЯИ АН УССР)

Описано устройство, работающее в режиме обычного таймера и в режиме управляемого таймирования. Во втором режиме производится измерение "живого" времени эксперимента. С электронным измерительным трактом спектрометра связь осуществляется через устройство сопряжения.

The device operating in the modes of usual timer and controlled timing is described. In the last mode the "live" time of the experiment is measured. The coupling with the spectrometer's electronics is carried out through the special interface.

Во многих ядерно-физических экспериментах (в частности, на ускорителях) целесообразно иметь устройство, которое выполняло бы роль обычного таймера, но при этом имело возможность регистрировать "живое" время эксперимента, т.е. время, в течение которого ток частиц на мишени удовлетворяет некоторым условиям отбора. Измерение такого времени необходимо для введения в спектры поправок на просчеты аппаратуры накопления, а также для мониторингования по току пучка.

Разработанный таймер управления (ТУ) предназначен для управления электронной аппаратурой времяпролетного спектрометра на базе изохронного циклотрона У-240.

Устройство может работать в двух режимах: а) в режиме обычного таймера, когда аппаратура накопления открыта только на время выбранной экспозиции; б) в режиме управляемого таймирования, при котором отсчет времени и открывание аппаратуры накопления происходит только в том случае, когда ток пучка на мишени находится в пределах окна, определяемого уровнями цифрового дифференциального дискриминатора.

Схема ТУ представлена на рис. 1. Она включает в себя электронные часы, цифровой дискриминатор и электронные переключатели сенсорного типа. На вход ТУ подается периодическая последовательность с выхода преобразователя ток-частота, подключен-

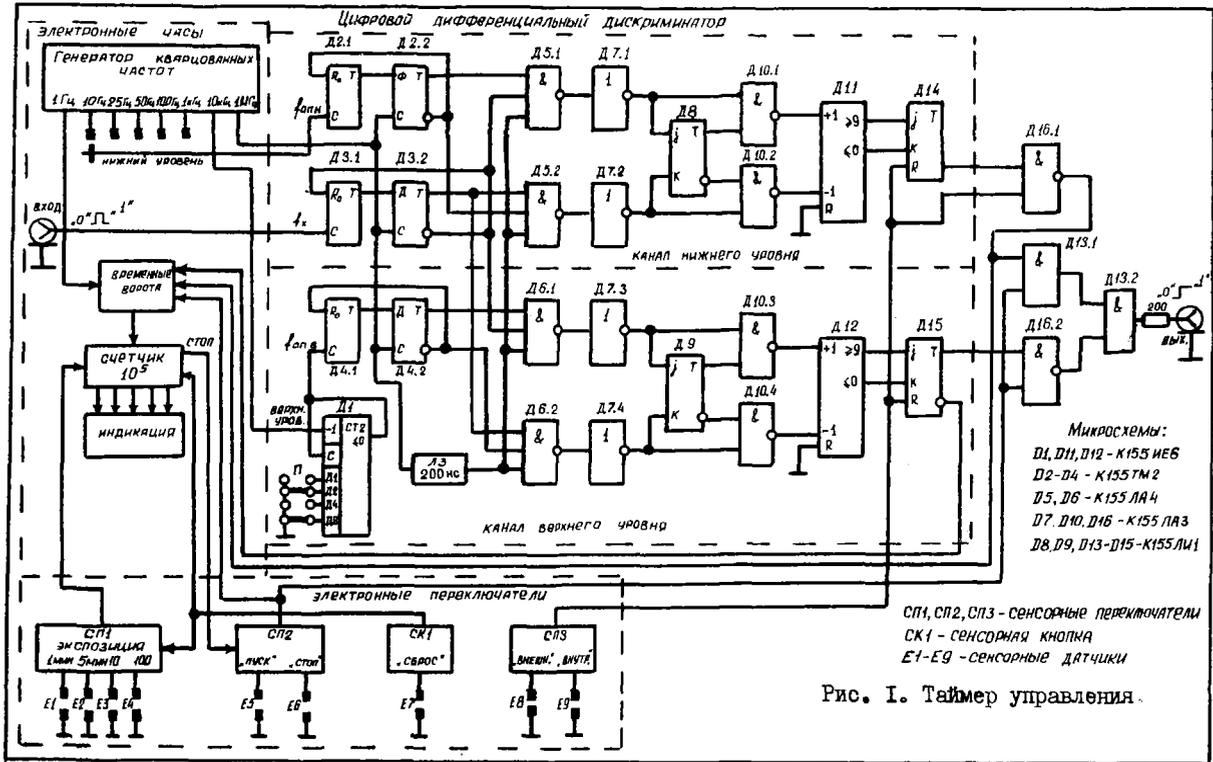


Рис. 1. Таймер управления.

ного к мишени, которую бомбардируют пучком заряженных частиц.

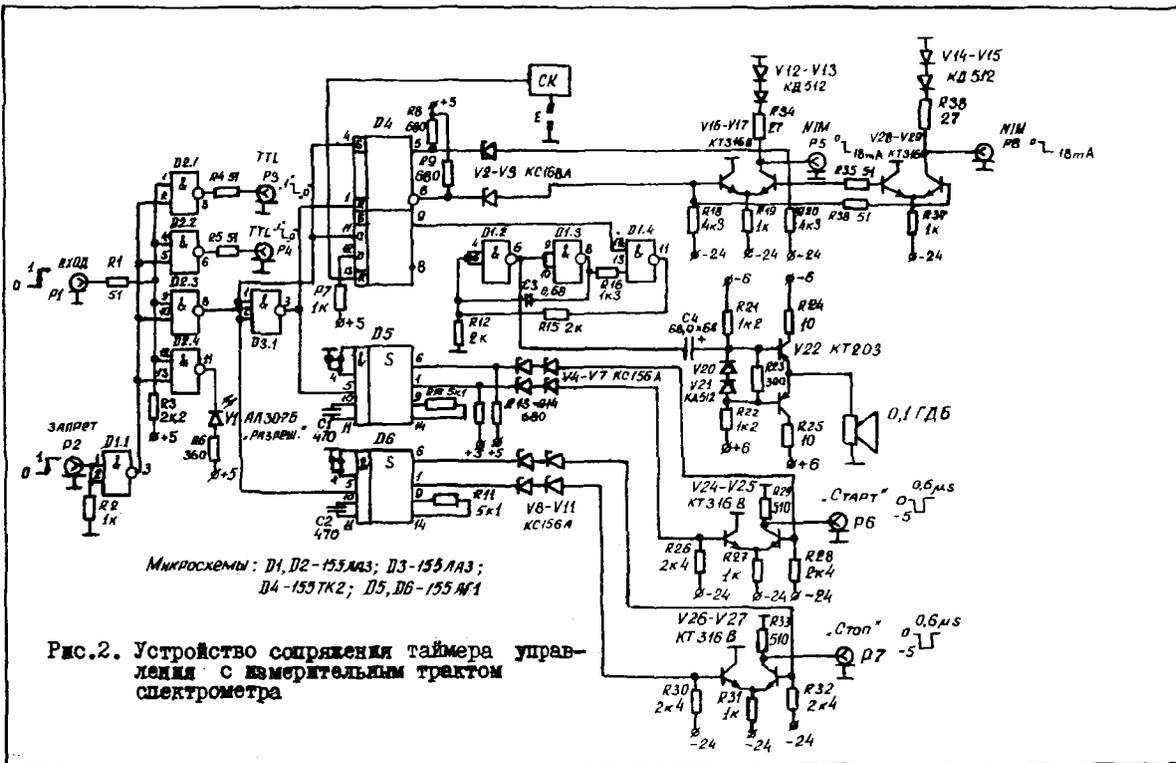
В режиме обычного таймера каналы цифрового дискриминатора блокируются с помощью переключателя СПЗ, который устанавливается в положение "Внутр.". По команде "Пуск" переключателя СПЗ временные ворота электронных часов пропускают импульсы 1 Гц на счетчик в течение времени экспозиции, выбранной переключателем СПИ. По окончании экспозиции сигнал "Остановка" возвращает СПЗ в положение "Стоп". При этом на выходе ТУ формируется импульс положительной полярности длительностью, равной времени экспозиции. Сенсорная кнопка СК1 "Сброс" позволяет установить счетчик в нулевое состояние, а также производить разблокировку переключателя "Экспозиция" СПИ.

В режиме управляемого таймирования СПЗ устанавливается в положение "Внешн.". В этом случае временные ворота электронных часов дополнительно управляются каналами цифрового дискриминатора. Если частота входной последовательности f_x выше опорной частоты $f_{опн}$ и ниже $f_{опв}$, временные ворота открыты, электронные часы отсчитывают время, а на выходе ТУ создается разрешающий уровень логической "1". Если f_x не удовлетворяет условиям отбора, часы останавливаются, а на выходе ТУ - логический "0".

Каналы цифрового дискриминатора выполнены на базе реверсивных счетчиков (РС) 155ИЕ6 и построены по принципу преобладания частоты импульсов либо по одному, либо по другому входу РС /1/. I-K-триггеры, подключенные к выходам РС, детектируют разность входных частот РС и в зависимости от знака этой разности устанавливаются в определенное положение, блокируя или открывая временные ворота электронных часов и обеспечивая на выходе ТУ логические "0" или "1".

Все три последовательности f_x , $f_{опн}$, $f_{опв}$ тактируются общим генератором 1 МГц /2/. Входные и выходные сигналы соответствуют уровням ТТЛ.

Таймер управления связан с электронной аппаратурой спектрометра через устройство сопряжения (УС), которое изображено на рис.2. Выходы УС обеспечивают сигналы ТТЛ, ΔIM и генерируют сигналы пуска и остановки пересчетных устройств. Всякий раз, когда на выходе ТУ уровень напряжения изменяется от "1" до "0", в УС срабатывает звуковая сигнализация, выключить которую можно, прикоснувшись к сенсорной кнопке СК.



В заключение следует отметить, что цифровой дифференциальный дискриминатор можно использовать в качестве самостоятельного устройства.

Список литературы

1. Ведерников В.М. и др.— ПТЭ, 1976, № 2, с.65.
2. Гутников В.С. Интегральная электроника в измерительных приборах. Л., Энергия, 1974, с.114.

БЫСТРЫЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ДИСКРИМИНАТОР С ВРЕМЕННОЙ ПРИВЯЗКОЙ ДЛЯ СПИНТИЛЛЯЦИОННЫХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

В.Н.Урин, А.Г.Исаев
(ИЯИ АН УССР)

Описывается дифференциальный дискриминатор с временной привязкой, обеспечивающий в диапазоне амплитуд 0,05В - 5В разрешение порядка 70пс для фронта Знс и 570пс для фронта 20нс. При размещении дискриминатора в детекторной головке предусмотрена дистанционная регулировка порогов в диапазоне 0,05В-2,5В для нижнего порога, 0,1В-5В для верхнего.

A constant fraction differential discriminator providing time resolution about 70ps for 3ns rise time and 570ps for 20ns one in 0,05V- 5V amplitude range is described. The remote threshold control in 0,05V - 2,5V range for low level and 0,1V - 5V range for high level is foreseen with discriminator situated in the detector unit.

Важной методической задачей времяпролетной спектроскопии является выделение момента попадания ядерной частицы в детектор. Для получения этой информации обычно используют временную привязку к сигналам детектора с помощью быстродействующих пороговых устройств. Изменение амплитуды этих сигналов приводит к появлению временного разброса, ухудшающего точность привязки. В настоящее время существуют различные методы ослабления или компенсации влияния изменений амплитуды на точность привязки, описанные, например, в обзоре [1]. Для детекторов, сигналы которых имеют практически постоянный фронт /в частности, спинтилляционных/, наилучшие результаты дает, по-видимому, метод привязки по постоянной части амплитуды, предложенный в [2]. Сущность метода заключается в предварительном преобразовании сигнала детектора в биполярный путем сложения ослабленного сигнала с инвертированным и задержанным исходным сигналом. При определенной степени ослабления и соответствующей задержке положение точки перехода через нуль результирующего сигнала слабо зависит от амплитуды, так как эта точка соответствует постоянной части амплитуды исходного сигнала. Связь между степенью ослабления и задержкой описывается следующей известной формулой, полученной при линейной аппроксимации фронта сигнала:

$$T_{\text{зад}} = T_{\text{фр}} (1 - f),$$

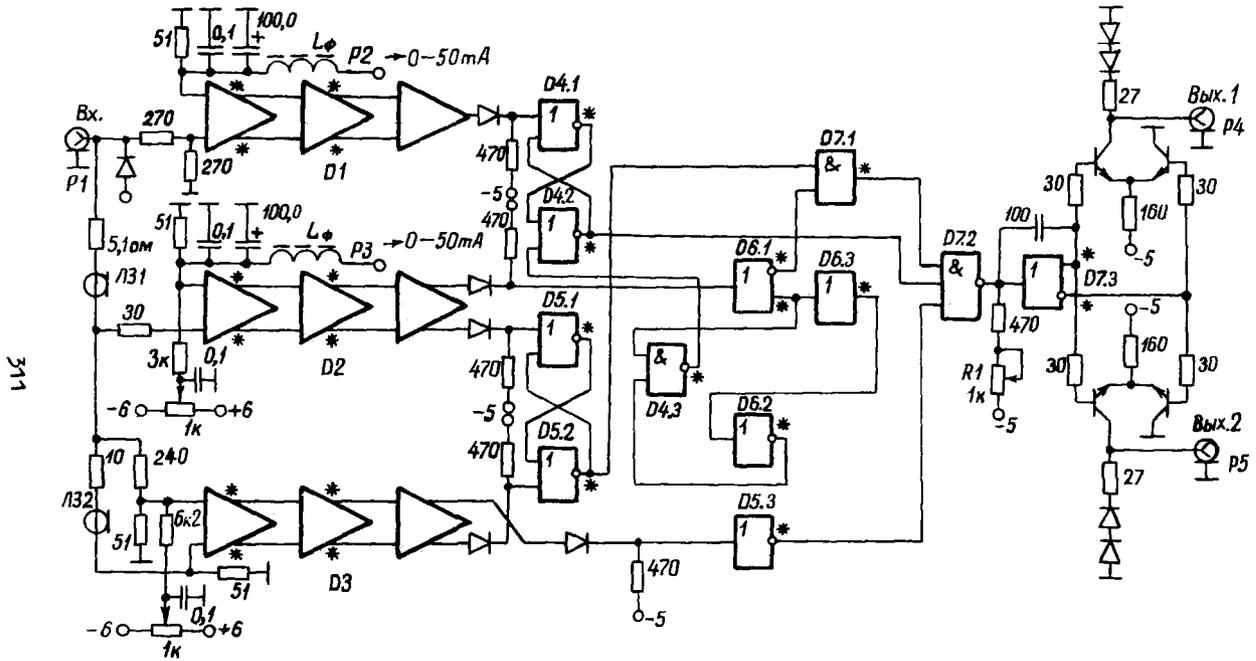
где $T_{\text{зад}}$ - величина задержки; $T_{\text{фр}}$ - длительность фронта входного сигнала; f - отношение амплитуд ослабленного и неослабленного сигналов.

Описанные в литературе [2 - 9] формирователи по постоянной части амплитуды /ФПЧА/ отличаются схемными решениями и использованной элементной базой. Наиболее перспективным представляется "разностный" метод формирования биполярного сигнала при использовании интегральной схемотехники [4], что обеспечивает простоту, компактность и хорошую повторяемость устройства при высоких временных характеристиках.

При разработке формирователя для времяпролетного спектрометра высокого разрешения следует учитывать, что детектор, расположенный в конце пролетной базы, во многих случаях удален от измерительного тракта на значительное расстояние. В этой ситуации передача сигналов детектора по длинному кабелю приводит к ухудшению привязки за счет затягивания фронта, к уменьшению динамического диапазона из-за ослабления сигналов и к снижению помехоустойчивости тракта. Поэтому более целесообразным, с нашей точки зрения, является размещение ФПЧА непосредственно в детекторной головке времяпролетного спектрометра.

Конструктивно ФПЧА обычно состоит из двух каналов. Один канал обеспечивает временную привязку, второй - интегральный дискриминатор - предотвращает срабатывание ФПЧА от фоновых сигналов малой амплитуды /в частности, шумов/. При микросхемном исполнении введение дополнительного канала дискриминатора верхнего уровня существенно не усложнит устройство, но даст возможность производить предварительный амплитудный отбор сигналов временной привязки и, следовательно, снизить загрузку измерительного тракта. При этом, учитывая размещение дискриминатора в детекторной головке, необходимо ввести дистанционную регулировку порогов, что дополнительно обеспечит возможность работать с управлением от ЭВМ на линии.

Принципиальная схема разработанного с учетом приведенных выше соображений быстрого дифференциального дискриминатора с временной привязкой /ДВП/ представлена на рис.1. Входная часть устройства содержит три канала: дискриминатора верхнего



311

Рис.1. Принципиальная схема ДВЧ. D1- D3 -К500ЛШ16; D4- D7 -К500ЛМ105; транзисторы:КТ368Б, диоды:КД514А; * - подключение к источнику -5В через резистор 470ом

уровня /ДВУ/, дискриминатора нижнего уровня /ДНУ/ и временной привязки /КВП/, построенных по одинаковой схеме трехкаскадного дифференциального усилителя на приемниках сигналов с линии э.с.л./ D1,D2,D3/. Для питания этих микросхем использованы дополнительные источники $E_1 = +0,8\text{В}$ и $E_2 = -4,2\text{В}$, что позволяет снизить помехи по питанию и обойтись без сместителей уровня на входе ДДВП. Усилитель КВП усиливает разность между входным сигналом, ослабленным с помощью делителей R4,R5, и полным сигналом, задержанным линией задержки ЛЗ2. В момент перехода разностным сигналом через нуль единичный скачок с выхода усилителя через инвертор D5.3 поступает на вход схемы совпадений D7.2. При превышении нижнего порога выходной сигнал ДНУ, поступающий на второй вход этой схемы, разрешает прохождение совпадающего с ним сигнала КВП. Если превышен верхний порог, то выходной сигнал ДВУ устанавливает RS-триггер, собранный на элементах D4.1,D4.2, в состояние "1", что запрещает прохождение сигналов через схему совпадений. Сброс RS-триггера производится задним фронтом сигнала ДНУ, выделенным элементами D4.3, D6.2,D6.3. Задержка срабатывания ДВУ компенсируется включением на входы ДНУ и КВП линии задержки ЛЗ1. Приоритетный дискриминатор $\llbracket 10 \rrbracket$ на элементах D5.1,D5.2,D6.1,D7.1 не пропускает те сигналы ДНУ, которые запаздывают относительно сигналов КВП. Отобранные схемой совпадений сигналы КВП формируются по длительности одновибратором и через сместители уровня /V9,V13 и V10,V14/ поступают на выходы ДДВП. Длительность выходных сигналов регулируется в пределах 15нс - 50нс потенциометром R1. Управление порогами ДДВП осуществляется дистанционно при подключении к разъемам P2 и P3 регулируемых генераторов тока. Изменение тока от 1мА до 50мА соответствует регулировке порогов в пределах 0,05В - 2,5В для ДНУ и 0,1В - 5В для ДВУ.

Временное разрешение ДДВП измерялось с помощью генератора равновероятных амплитуд и временных интервалов-ГРАВИ $\llbracket 11 \rrbracket$, который является источником "белого" спектра амплитуд отрицательных сигналов в диапазоне 0,05В - 10В /выход "А"/ и логических сигналов, распределенных во времени по закону Пуассона и синхронизированных с амплитудными /выход "В"/. Блок-схема измерительной установки и результаты измерений приведены на рис.2. Для фронта входных сигналов 3нс ширина кривой временного

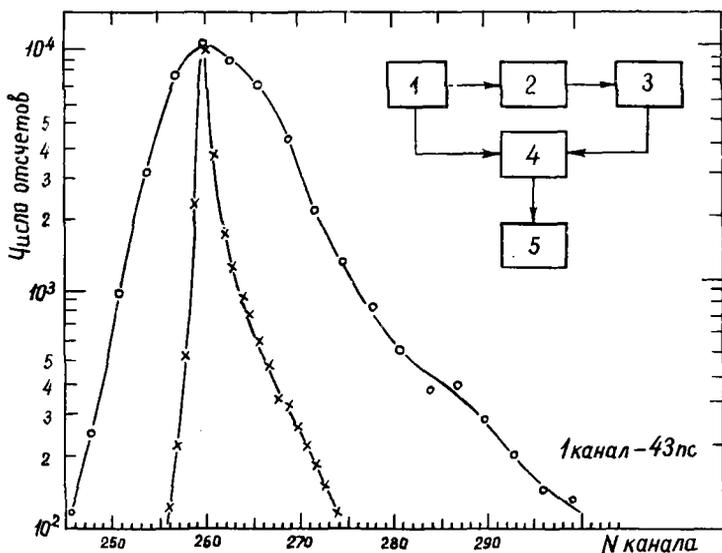


Рис.2. а-блок-схема измерительной установки; 1-ГРАВИ; 2-ДВП; 3-блок регулируемой задержки; 4-временнАмплитудный преобразователь; 5-амплитудный анализатор; б-кривые временного разрешения ДВП в диапазоне амплитуд 0,05В-5В: ххх-для фронта 20нс, ооо-для фронта 20нс

разрешения на половине максимума / ПШ1/2М / равна примерно 70пс, ширина на 1/10 максимума / ПШ1/10М / -240пс в амплитудном диапазоне 0,05В - 5В. Чтобы проиллюстрировать возможность использования ДВП совместно с относительно медленными детекторами, на рис.2 приведены также результаты привязки к сигналам с фронтом 20нс. В этом случае ПШ1/2М равна 0,57нс, а ПШ1/10М-1,1нс.

Список литературы

1. Бекетов С.В., Потапов А.В., Чернявский А.Ф. - ПТЭ, 1976, 4, с.7.
2. McDonald W.G., Gedcke D.A. - Nucl. Instr. Meth., 1967, 55, p.377 .
3. Ondris L., Richvickij S.V. - JINR, 1969, E13-4697 .
4. Maier M.K., Sperr P. - Nucl. Instr. Meth., 1970, 87, p.13 .
5. Arbel A. e. a. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1974, NS-21, 4, p.3 .
6. Бадлян Б.Ю., Крушштейн З.В., Ронкин А.И. - ПТЭ, 1977, 5, с.91.
7. Басилладзе С.Г., Длин В.К. - ПТЭ, 1977, 5, с.113 .
8. Hall T.M. - Nucl. Instr. Meth., 1974, 117, p.253 .
9. McGervey J.D. e. a. - Nucl. Instr. Meth., 1977, 143, p.435 .
10. Деменков В.Г., Нестеренко В.С. - ПТЭ, 1976, 2, с.70 .
11. Урин В.Н., Исаев А.Г. - Материалы данной конференции.

**ГЕНЕРАТОР РАВНОВЕРоятных амплитуд и временных интервалов
для наладки и измерения характеристик спектрометрической
аппаратуры**

В.Н.Урин, А.Г.Исаев
(ИНИ АН УССР)

Описывается генератор, являющийся источником сигналов отрицательной полярности с фронтом 3 нс и амплитудой, изменяющейся случайным образом в диапазоне 0,05 В - 10 В, а также случайных и калиброванных временных интервалов. Генератор позволяет производить измерение как амплитудных, так и временных характеристик устройств наносекундной электроники.

A generator providing randomly varying from 0,05V to 10V amplitude pulses with 3ns rise time as well as random and crystal controlled time intervals is described. It intended to measure time and amplitude characteristics of any nanosecond electronic devices.

При использовании в измерительных трактах электронных устройств с высокими метрологическими характеристиками становятся существенными затраты труда и времени на их наладку и калибровку. Измерение временных характеристик может быть значительно упрощено и ускорено при высокой точности за счет использования источников временных интервалов [1]. Такой же эффект можно получить, измеряя амплитудные характеристики с помощью генераторов линейно изменяющейся [2,3] или равновероятной амплитуды.

Описываемый в данной работе генератор равновероятных по амплитуде сигналов, а также калиброванных и случайных временных интервалов (ГРАВИ), в отличие от приведенных выше, позволяет измерять как амплитудные, так и временные характеристики практически любых устройств наносекундной электроники. При разработке ГРАВИ использована структурная схема устройства для калибровки временных анализаторов [1], которая дополнена генератором равновероятных амплитудных сигналов с фронтом 3 нс.

Принципиальная схема аналоговой части ГРАВИ, в которую входят генераторы равновероятных амплитуд и случайных временных интервалов (ГСВИ), представлена на рис.1. Для получения сигналов, распределенных во времени по закону Пуассона, использо-

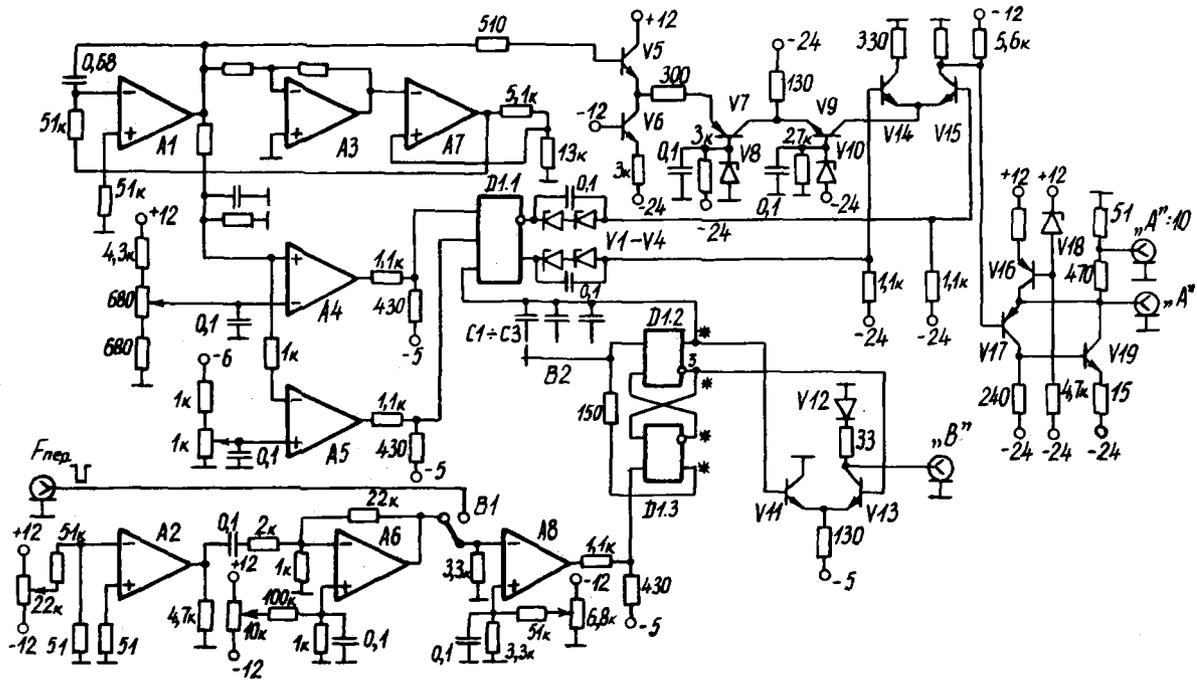


Рис. 1. Принципиальная схема аналоговой части ГРАВИ: А1, А3, А7 — К140УД8Б, А2, А6 — К140УД1Б, А4, А5, А8 — К521СА2; транзисторы: V5 — КТ608Б, V6, V8 — КТ342А, V7 — КТ313Б, V14, V15 — КТ355А, V16, V17 — КТ326Б, V19 — КТ610А; диоды: V1, V4 — КС168А, V8, V10 — КС156А, V12 — КД514А, V18 — ДВ14А; ж — подключение к источнику -5В через резистор 470 Ом

ван генератор шума на операционном усилителе А2 [1]. Средняя частота сигналов изменяется от 0 до $2 \cdot 10^5$ имп./сек при регулировке порога компаратора А3, на вход которого шумовые сигналы поступают через масштабный усилитель А6. Одновибратор на D1.2, D1.3 формирует логические сигналы с фронтом 2,5 нс и минимальной длительностью около 10 нс, причем длительность можно изменять, включая различные таймирующие конденсаторы С1 – С3. Сместитель уровня V11, V13 обеспечивает на выходе "В" логические уровни NIM. Для получения равновероятных амплитуд использован принцип стробирования линейно изменяющегося напряжения, поступающего на вход линейных ворот, короткими сигналами. Генератор треугольного напряжения с нелинейностью около 0,1 % построен по известной схеме [4] на элементах А1, А3, А7. Его выход через преобразователь напряжение – ток управляет генератором тока V9 линейных ворот V14, V15. Стробующие сигналы, поступающие от одновибратора через схему совпадений D1.1, переключают ток V9 в V15, и на выходе линейных ворот формируются импульсы напряжения, амплитуда которых зависит от момента поступления стробирующих сигналов. Быстродействующий мощный выходной каскад с коэффициентом передачи порядка 1 и высокой линейностью обеспечивает на нагрузке 50 Ом амплитуды свыше 10В при фронте нарастания 3 нс. Интегральные дискриминаторы нижнего (А5) и верхнего (А4) уровней совместно со схемой совпадений позволяют отсечь участки треугольного напряжения с повышенной нелинейностью и регулировать амплитудный диапазон сигналов на выходе "А".

Принципиальная схема цифровой части ГРАВИ изображена на рис. 2. Опорный кварцевый генератор 50 МГц (ОКГ) собран по известной схеме [5]. Его сигналы преобразуются одновибратором D5.1, D5.2 в импульсы длительностью 10 нс при фронте 2,5 нс, которые поступают на 12-разрядный двоичный счетчик (ДС), собранный на D-триггерах, а также через схему совпадений D6.3 в каналы СТАРТ и СТОП. Переключатель В1 и схемы совпадений D6.3 и антисовпадений D6.2 позволяют выбрать минимальный интервал T_{min} на выходе "СТАРТ". Прохождением импульсов ОКГ в стартовом канале управляют сигналы ГСВИ и на выходе образуется набор временных интервалов, случайных по величине, но кратных T_0 – периоду ОКГ. Импульсы в канале "СТОП" формируются из выходных

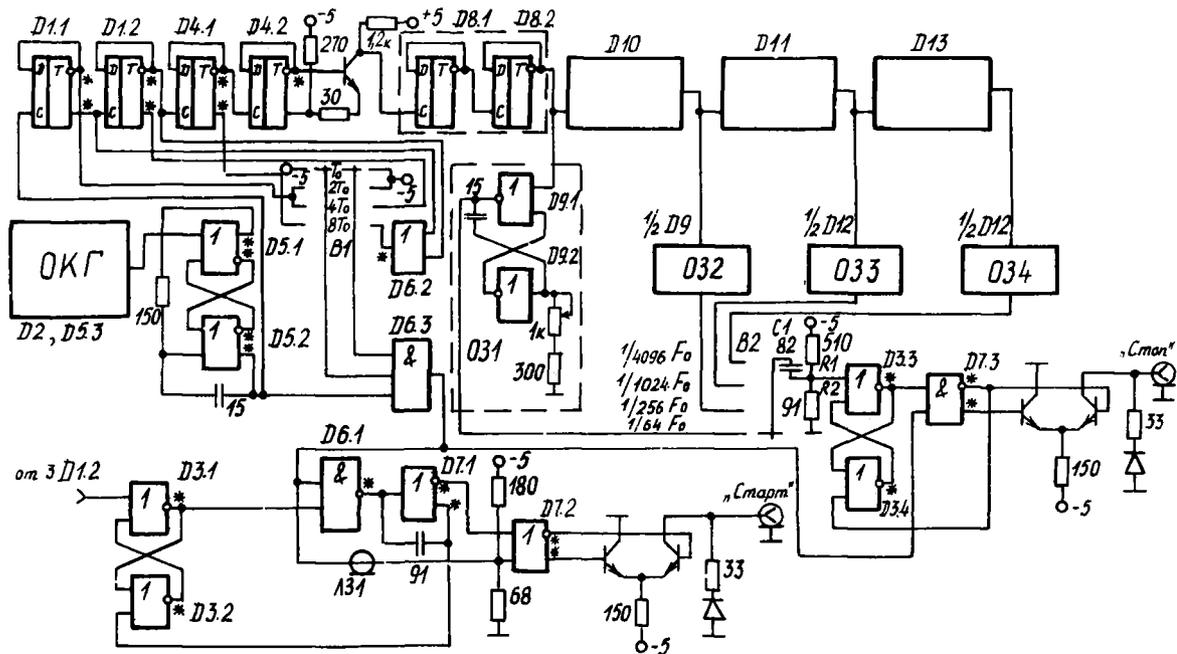


Рис. 2. Принципиальная схема цифровой части ГРАВИ: D1, D4 - K500TM131; D2, D5 - D7 - K500DM105; D3 - KI38LB3; D8, D10, D11, D13 - KI55TM2; D9, D12 - KI55LB3; транзисторы: KT368B; диоды: KD514A; * - подключение к источнику -5В через резистор 470 Ом

сигналов ДС, их частота задается переключателем В2. Элементы регулируемой задержки, состоящие из одновибраторов ОЗ 1 - ОЗ 4 и дифференцирующей цепочки $C1, R1 || R2$, а также RS-триггер и схема совпадений П7.3 позволяют фазировать стоповые импульсы с импульсами ОКГ.

ГРАВИ имеет следующие характеристики:

Выход "А" - "белый" спектр амплитуд в диапазоне 0,05В - 10 В для отрицательных сигналов с фронтом нарастания 3 нс и минимальной длительностью 15 нс. Выход "В" - логические сигналы, распределенные во времени по закону Пуассона. Сигналы на выходах "А" и "В" синхронизированы, их среднюю частоту можно плавно регулировать в диапазоне 0 - $2 \cdot 10^5$ имп./сек. Предусмотрена также возможность запуска каналов "А" и "В" от внешнего периодического генератора. Выход "СТАРТ" - набор случайных временных интервалов, кратных T_{min} ($T_{min} = 20$ нс, 40 нс, 80 нс, 160 нс). Выход "СТОП" - периодические интервалы длительностью $1,28 \text{ мкс} \cdot 2^n$ ($n = 0, 2, 4, 6$). Сигналы на выходах "В", "СТАРТ" и "СТОП" имеют длительность 12-15 нс, фронт нарастания - 2,5 нс; амплитуда соответствует уровню NIM.

С помощью ГРАВИ можно измерять:

- а) разрешение формирователей временной привязки в широком диапазоне амплитуд входных сигналов;
 - б) линейность амплитудной характеристики расширителей наносекундных импульсов, быстрых усилителей, линейных ворот и т.п.;
 - в) интегральную и дифференциальную нелинейности временных и амплитудных кодировщиков, преобразователей время-амплитуда;
- а также, в ходе ядерного эксперимента производить экспрессную градуировку шкалы времяпролетных спектрометров.

Список литературы

1. Климов А.И., Мелешко Е.А. - ПТЭ, 1977, 4, с.125.
2. Мурзин А.В. и др. - ПТЭ, 1976, 1, с.108.
3. Акимов Ю.К. и др. - ОИЯИ, 13 - 10726, Дубна, 1977.
4. Кофлин Р., Дрискол Ф. - Операционные усилители и интегральные микросхемы. М., Мир, 1979, с.105.
5. Выхин В.Н. и др. - ПТЭ, 1978, 4, с.145.

ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА НЕЙТРОННОГО
ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА ГНЕИС

А.А.Афанасьев, В.П.Григорьев, В.В.Марченков, Ю.В.Тубольцев,
О.А.Щербаков

(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова)

Описана информационно-измерительная система, позволяющая производить временные, амплитудные и времяамплитудные измерения. В системе используются модули в стандарте КАМАК и мини-ЭВМ PDP 11/05. Дается описание структуры системы и программного обеспечения. Приводятся параметры работы в различных режимах.

Information-metering system for time, amplitude and time-amplitude measurements is described. CAMAC modules and PDP 11/05 minicomputer are used in the system. The description of the structure of the system and software is given. System parameters in different ways of operation are presented.

Нейтронный спектрометр по времени пролёта ГНЕИС [1], созданный в ЛИЯФ АН СССР на базе синхротронного ускорителя протонов 1 ТэВ, предназначен для исследования процессов взаимодействия нейтронов с атомными ядрами в широком диапазоне энергий. Созданная для спектрометра информационно-измерительная система позволяет выполнять как одномерные (временные, амплитудные), так и двумерные (времяамплитудные) измерения.

Система выполнена на модулях в стандарте КАМАК. Установка параметров модулей и управление ими, накопление информации и её предварительная обработка осуществляется с помощью мини-ЭВМ PDP 11/05. В настоящее время на одной из пяти пролётных баз спектрометра проводится эксперимент по изучению свойств гамма-квантов деления Pu^{239} под действием резонансных нейтронов. Осколки деления регистрируются ионизационной камерой деления (ИКД), а γ -кванты - 4 детекторами с кристаллом $\text{NaJ}(\text{Te})$. Блок-схема системы, используемой в этом эксперименте, показана на рисунке. Модули, имеющие пятнадцатичисловую цифровую индексацию, разработаны и изготовлены в ЛИЯФ АН СССР.

Отбор совпадений сигналов от осколков и γ -квантов проводится с помощью конвертера "время-амплитуда" I67.02 [2]. Такой способ отбора совпадений в условиях данного эксперимента позволяет производить временную дискриминацию ложных событий, вызванных регистрацией детекторами быстрых нейтронов деления. Для организации совпадений, а также разветвления и смешивания сигналов в системе используются модули "КУРС" (конвертер уровней + разветвитель + смеситель) I52.01 и "МУЛЬТИПЛЕКСОР" I51.10.

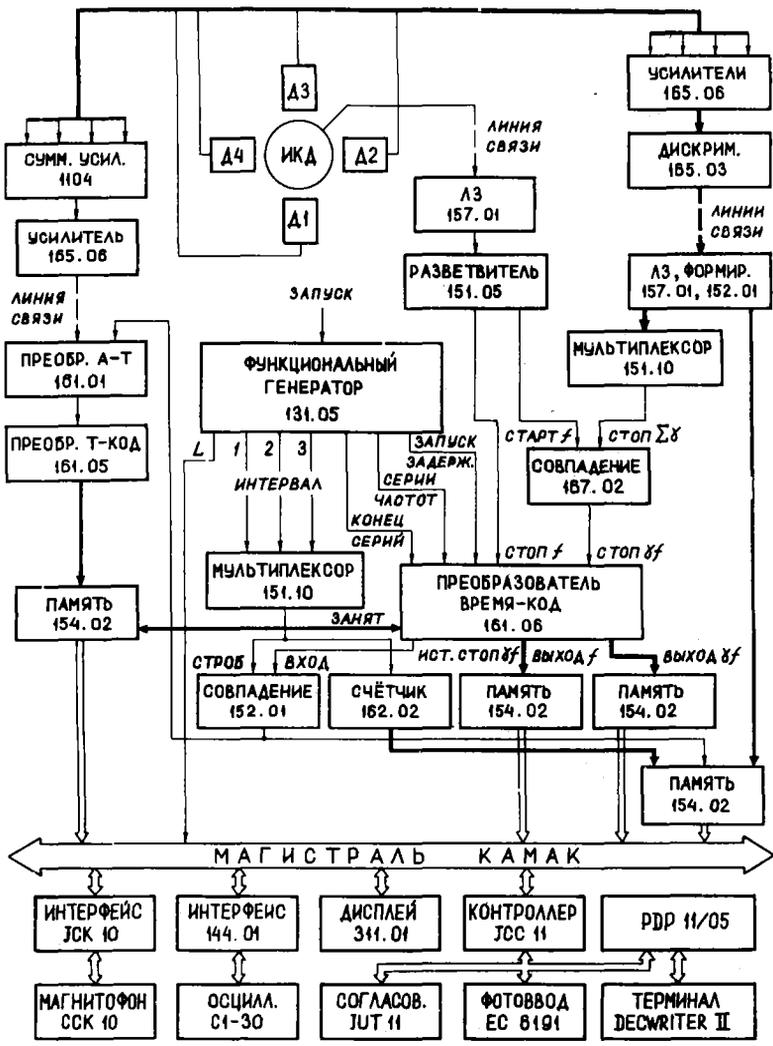
Для измерения временных интервалов между стартовым сигналом (от ускорителя) и стоповыми сигналами (от детекторов и ИКД) используется двухходовый преобразователь временных интервалов в цифровой код I61.06 [3].

Задержку запуска преобразователя по стартовому сигналу, группировку каналов и ширину канала в каждой группе определяет программно-управляемый функциональный генератор I31.05 [3], использующий частоту заполнения 100 МГц. Кроме того, этот генератор вырабатывает временные интервалы, предназначенные для выделения определенных областей в измеряемом временном распределении (спектре). В рассматриваемом эксперименте такими областями являются отдельные резонансы в сечении деления D_{239} .

Измерение амплитуд импульсов, соответствующих гамма-квантам из выделенных резонансов, осуществляется аналого-цифровым преобразователем I61.01, I61.05 [4]. Для этого АИП стробируется в установленных с помощью функционального генератора временных интервалах по импульсам с преобразователя I61.06.

Запоминание результатов измерения амплитуд, времени поступления сигналов совпадений (Δf) и сигналов осколков (f), а также номеров детектора и резонанса осуществляется модулями "ПАМЯТЬ" I54.02, имеющими емкость 32 16-разрядных слова.

Программное обеспечение системы состоит из ряда типовых программ и подпрограмм, позволяющих оператору вести развитый диалог с ЭВМ и обеспечивающих предварительную обработку и отображение накопленной информации [5]. Помимо этого, имеется ряд специальных программ, осуществляющих управление режимами измерения, настройку на режим эксперимента, сбор и сортировку информации. Предусмотрен вывод информации в виде графиков



Блок-схема информационно-измерительной системы

на различные внешние устройства.

Рабочие программы и программы настройки на режим хранятся на магнитофоне в виде отдельных блоков. Любая из программ может быть считана в память ЭВМ, причём каждая рабочая программа содержит в себе блок настройки на режим, который иницируется по окончании загрузки программы. Оператор в виде ответов на вопросы ЭВМ задаёт исходные параметры эксперимента, после чего происходит автоматическое распределение памяти и блок настройки на режим удаляется из памяти машины.

Обработка экспериментальных данных осуществляется с помощью программ, написанных на языке БЭЙСИК. Использование внешней функции языка позволило связать БЭЙСИК – программы с программами на языке АССЕМБЛЕР.

Описанная выше система позволяет проводить измерения в 3 режимах по следующим параметрам:

1. Временной:

число спектров	I, 2
макс.число каналов в спектре	11000, 5500
ширина канала, нсек	20,40...,1280
макс.число стоп/старт	64, 32
мёртвое время, нсек	2 x (ширина канала) + 320
число групп каналов в спектре	I, 2..., I6
число каналов в группе	произвольное

2. Амплитудный:

число спектров	I, 2..., 8
число каналов в спектре	256, 512, 1024, 2048

3. Времяамплитудный:

число временных спектров	I, 2
макс.число каналов во временном спектре	1500
ширина канала, нсек	20,40...,1280
макс.число стоп/старт	32
мёртвое время, мксек	2,7
число групп каналов во временном спектре	I, 2..., I6

число каналов в группе	произвольное.
число каналов в ампл. спектре	256
число ампл. спектров	32

Список литературы

1. Н.К.Абросимов, Г.З.Борухович, Д.М.Каминкер, А.В.Куликов, Г.Ф.Михеев, Г.А.Петров, Н.Н.Чернов. Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975, Нейтронная физика, т.6, с. 221, М, ЦНИИатоминформ, 1976.
2. В.В.Иванов, В.Г.Ивочкин, П.М.Левченко, В.В.Марченко, В.Г.Цауналис. Материалы Всесоюзной конференции по автоматизации научных исследований на основе применения ЭВМ, 1977, Новосибирск, с. 201.
3. В.В.Марченко, В.Г.Цауналис. 2-й рабочий Всесоюзный симпозиум по модульным информационно-вычислительным системам, Дуна, 1978.
4. В.В.Марченко, Ю.В.Тубольцев. Тезисы I-го Всесоюзного совещания по автоматизации научных исследований в ядерной физике, Киев, 1976, с. 164.
5. А.А.Афанасьев, В.П.Григорьев, В.Г.Муратов. Тезисы I-го Всесоюзного совещания по автоматизации научных исследований в ядерной физике, Киев, 1976, с. 16.

ЦИФРОВОЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ВРЕМЯ-КОД

В.В. Бобырь, А.П. Бордуля, О.Е. Митрохин, И.Б. Михницкий, В.А. Шевченко (КТУ)

Описан простой преобразователь время-код, отличающийся высокой надежностью и предназначенный для работы с амплитудным анализатором АИ-128-2.

The simple time-code converter is described.

При исследовании времен жизни запаздывающих нейтронов деления, изомерных состояний и др. возникла необходимость преобразования временных интервалов между импульсами в двоичный код, который в дальнейшем мог быть записан в запоминающее устройство амплитудного анализатора.

Разработанный авторами сравнительно простой преобразователь время - код, схема которого представлена на рис.1, отличается высокой надежностью и предназначен для использования совместно с амплитудным анализатором АИ-128-2. От разработанного ранее преобразователя для подобных целей [1] он отличается более высокой эталонной частотой (1 МГц), ценой канала, наличием сдвиговых регистров в каналах "Старт" и "Стоп", которые выдают ряд последовательных команд для установки преобразователя в исходное состояние и регистрации информации.

Преобразование время-код (двоичный параллельный код) осуществляется следующим образом. Импульс "Старт" через инвертор МС1, пропускатель МС2, если включен переключатель "Пуск", и инвертор МС3 поступает на формирователь МС4 и МС5, временная диаграмма работы которого приведена на рис.2

Сигнал "Старт" подается на синхронизирующий вход С МС4. На входе D МС4 - "1". Сигнал "Старт" записывает это состояние в МС4 и на выходе Q при этом появляется "1", которая подается на вход D МС5. По положительному перепаду напряжения эталонной частоты (синхронизирующий вход С МС5) состояние входа D записывается в МС5 и на выходе Q появляется "1", а на \bar{Q} МС5 - "0". Это состояние через вход R МС4 устанавливает на входе МС4 "0". Через время T_0 , где T_0 - период колебаний генератора

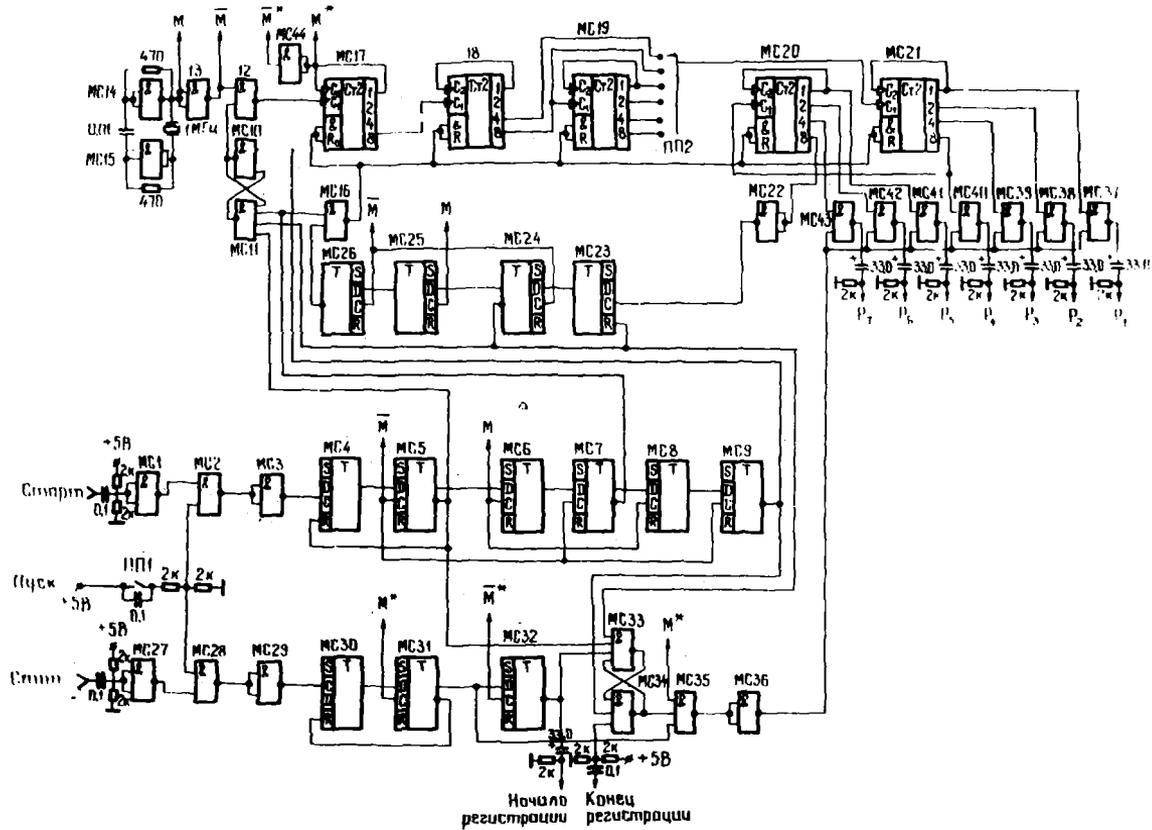


Рис. I

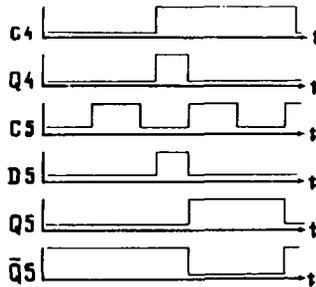


Рис.2

эталонной частоты MC14, MC15; состояние "0" входа D MC5 запишется в MC5 и на выходе Q установится "0". Таким образом, на выходе формирователя MC4, MC5 возникает положительный импульс с длительностью, равной T_0 , который подается на сдвигающий регистр MC4-MC8, собранный на D - триггерах.

Сдвигающий регистр выдает ряд последовательных команд, подготавливающих преобразователь к регистрации информации. Сигнал с инвертированного выхода MC5 переводит триггер MC10, MC11 в "0" состояние, а пропускатель MC12 закрывается.

Сигнал с инвертированного выхода MC7 через инвертор MC16 устанавливает "0" во всех разрядах адресного счетчика MC17 - MC19 и регистра адресов MC20, MC21. Сигнал с инвертированного выхода MC9 переводит триггер MC10, MC11 в состояние "1", открывая тем самым пропускатель MC12. Переключателем ШИ устанавливается требуемая временная цена канала преобразователя.

Если цена канала выбрана так, что $t_k \cdot N < T$, где t_k - временная цена канала, N - число каналов регистрирующего устройства и T - период следования импульсов "Старт", то наступает переполнение регистра адреса MC20, MC21 раньше, чем появится следующий сигнал "Старт". Сигнал о переполнении через инвертор MC22 подается на формирователь MC23, MC24, аналогичный формирователю MC4, MC5.

Импульс с инвертированного выхода MC24 переводит триггер в состояние "0" и закрывает пропускатель MC12. Через MC16 происходит установка "0" во всех разрядах адресного счетчика MC17 - MC19 и регистра адреса MC20, MC21.

Если выполняется условие $t_k \cdot N_c > T$, то остановка и сброс происходят в такой же последовательности, как и для первого импульса "Старт". Сигнал "Стоп" фазруется с эталонной частотой и формируется по длительности МС27-МС31, аналогично сигналу "Старт".

С прямого выхода МС31 через пропускатель МС35, инвертор МС36 на дешифратор МС37-43 поступает команда "передача кода", по которой состояние адресного счетчика параллельным кодом передается в регистр адреса амплитудного анализатора. После этого с инвертированного выхода МС32 поступает команда "Начало регистрации", после которой информация из регистра адреса записывается в запоминающее устройство амплитудного анализатора. Одновременно с поступлением команды "Начало регистрации" триггер МС33, МС34 блокирует пропускатель МС35, а следующий сигнал "Стоп" будет зарегистрирован лишь после поступления на триггер МС33, МС34 команды "Конец регистрации" из амплитудного анализатора.

Время передачи кода на порядок меньше минимальной временной цены канала преобразователя, т.е. процесс передачи кода практически не влияет на работу адресного счетчика МС18-МС20.

Преобразователь имеет следующие характеристики: полярность входных импульсов - отрицательная; амплитуда - 4в, длительность - 1 мкс; число каналов - 128; цена канала - 0,12 мс + 4,09 мс с шагом, кратным двум; мертвое время определяется временем регистрации события в запоминающем устройстве амплитудного анализатора; минимальное разрешающее время - 0,12 мс; выходные импульсы соответствуют уровням ТТЛ - логики.

Преобразователь использовался в экспериментах по изучению запаздывающих нейтронов при делении U^{235} .

Список литературы

1. В. В. Бобрь, А. П. Бордуля, О. Е. Митрохин, И. Б. Михницкий, В. А. Шевченко. Преобразователь время-код для регистрации медленного временного анализа в АИ - 128-2.
1-е Всесоюзное совещание "Ядерно-физические методы анализа в контроле окружающей среды", 1979г., Ташкент.

УСТРОЙСТВО ПОДАВЛЕНИЯ ФОНА ПРИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ

А. П. Дегтярев, Ю. Е. Козырь, Г. А. Прокопец
(КТУ)

Предложено устройство подавления космического и γ -фона, а также собственных шумов фотоумножителя. Идентификация сигналов фона и нейтронов достигается при помощи сравнения относительной интенсивности быстрой и медленных компонент высвечивания сцинтиллятора.

The pulse-shape discriminator for scintillator counters is presented. It has been used to suppress the cosmic and γ -rays background in neutron spectra measurements.

При решении задач спектрометрии быстрых нейтронов возникает необходимость в понижении чувствительности нейтронного детектора к фоновым излучениям. С этой целью в лаборатории ядерной физики КТУ разработан и на протяжении ряда лет эксплуатируется дискриминатор формы импульса сцинтилляционного детектора. Как известно [1], относительная интенсивность быстрой и медленных компонент высвечивания в ряде органических сцинтилляторов зависит от типа возбуждающей частицы. В описываемой установке форму токового импульса фотоумножителя анализирует электронная схема, основанная на последовательном интегрировании и дифференцировании сигнала RC-цепями с последующим преобразованием длительности первой полуволны полученного импульса в амплитуду. По сравнению с другими устройствами такого типа [2,3] наша схема, оставаясь достаточно простой, обладает более совершенным преобразователем длительность-амплитуда, в результате чего удается обеспечить эффективное разделение сигналов от нейтронов и γ -квантов вплоть до минимальной амплитуды сигнала.

Принципиальная схема дискриминатора формы импульса приведена на рис.1. На вход поступает сигнал положительной полярности, снимаемый с диода фотоумножителя. Сигнал интегрируется цепочкой $C_1 R_1$, усиливается транзистором T_2 , дифференцируется цепочкой, образованной емкостью C_d и входным сопротивлением последующего усилительного каскада. Передний фронт сформированного сигнала переводит на диффузную ветвь туннельный диод ТД, начальный ток которого устанавливается с помощью резистора R_n

меньшим, чем минимальный ток диффузной ветви. По мере спада амплитуды первой полуволны сформированного импульса ток через туннельный диод уменьшается, и в момент, когда ток сигнала близок к нулю, происходит обратное переключение диода. Длительность прямоугольного импульса, сформированного диодом, преобразуется транзисторами T_5 , T_6 в заряд емкости C_{Φ} . После обратного переключения диода C_{Φ} разряжается через транзистор T_7 . Полученный на C_{Φ} импульс напряжения треугольной формы передается на выход через составной повторитель T_8 - T_{11} . Транзисторы T_{12} , T_{13} обеспечивают дополнительные выходы сигнала детектора для схем амплитудной компенсации и отбора. Амплитудное распределение импульсов на выходе схемы при облучении детектора потоком нейтронов с энергией $E_0 = 14$ МэВ приведено на рис.2. Нейтронам соответствуют сигналы в каналах 55+45, далее следует пик, создаваемый сопутствующими γ -квантами и космическим фоном, ниже 15-го канала наблюдается подъем, соответствующий собственным шумам фотоумножителя. Этот спектр подается на интегральный дискриминатор, порог которого устанавливается вблизи 45-го канала. Сигнал дискриминатора в дальнейшем используется для управления амплитудным анализатором.

Для настройки схемы на амплитудный анализатор подается сигнал с диода ФЭУ, детектор поочередно облучается потоком 14-мэВ нейтронов и δ -квантов от источника ^{60}Co . Подстройкой R_{Π} и порога интегрального дискриминатора достигается эффективное подавление спектра ^{60}Co при возможно более полном пропускании нейтронов. Полная скорость счета детектором излучения ^{60}Co уменьшается при этом в 1000 раз. Минимальная энергия регистрируемых нейтронов при использовании в качестве нейтронного детектора ФЭУ-36 с кристаллом стибьена $\varnothing 70 \times 70$ мм составляет 500 кэВ. Применение жидкого спинтиллятора NE-213 в контейнере $\varnothing 120 \times 70$ мм с ФЭУ-63 позволяет понизить порог по нейтронам до 250 кэВ.

Список литературы

1. В.Г.Бровченко - ПТЭ, 1971, вып.4, с.7.
2. R.Fulle - Nucl. Instr. Meth., 35, 250, 1965.
3. W.Schweimer - Nucl. Instr. Meth., 39, 343, 1966.

ОБРАЗОВАНИЕ ^{237}Np В УРАНОВОМ БЛАНКЕТЕ
ТБИРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

С.В.Марин, В.В.Орлов, Г.Е.Шаталов, Ю.Я.Ставицкий,
Г.Н.Смиренкин

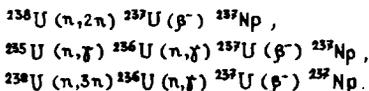
(ИАЭ им.И.В.Курчатова, ИЯИ АН СССР, ФЭИ)

Рассматривается возможность получения значительных количеств ^{237}Np при низком уровне осколочной активности за счет $(n,2n)$ и $(n,3n)$ (через ^{236}U) реакций в жестком спектре нейтронов первых слоев уранового blankets термоядерного реактора.

The possibility of significant amount production of ^{237}Np through $(n,2n)$ and $(n,3n)$ reactions is considered. The production can take place in fast neutron spectra of the first layers of uranium blanket in thermoneuclear reactor with low level fission products activity.

С развитием ядерной энергетики и методов радиохимической переработки отработавшего топлива реакторов деления появилась возможность получения радионуклидов в количествах, обеспечивающих их промышленное применение. Большое число радионуклидов, применяемых в народном хозяйстве, получают из отходов атомной промышленности и облучением ядер-мишеней в потоке нейтронов реакторов деления.

К числу широко применяемых радионуклидов относится альфа-распадающий ^{238}Pu . Обычно ^{238}Pu получают путем облучения в потоке нейтронов ^{237}Np , выделяемого из отработанного топлива реакторов деления. Сам ^{237}Np образуется в результате ядерных превращений нуклидов урана в поле нейтронного излучения в результате следующих реакций:



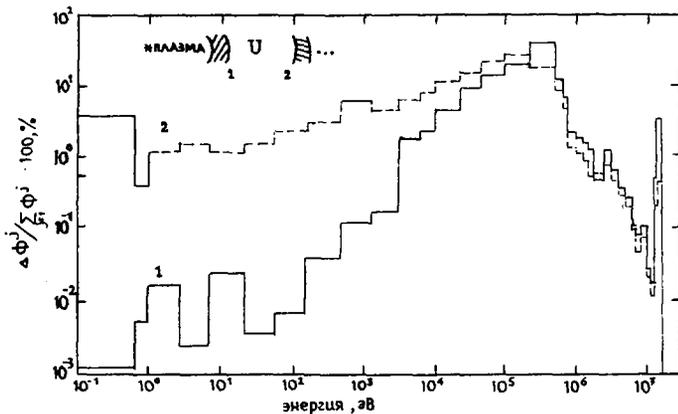
В существующих и проектируемых реакторах деления, работающих на обогащенном уране, среднее содержание ^{237}Np в от-

работавшем топливе составляет 0,1-0,2 кг ^{237}Np /т топлива [1], [2].

Существенное увеличение скорости производства ^{237}Np (^{238}Pu) может быть достигнуто переходом на системы с жестким спектром нейтронов, в которых преобладают ядерные реакции $(n,2n)$ и $(n,3n)$ на ядрах ^{238}U . Такого рода установка может быть гибридным термоядерный реактор с загрузкой blankets топливом на основе природного или обедненного урана. В качестве примера рассмотрим образование ^{237}Np в blankets гибридного термоядерного реактора-токамака (ГТРТ) [3], проект которого создается в СССР.

Образование ^{237}Np в blankets ГТРТ

Расчет спектра нейтронов и динамики ядерных превращений в blankets с загрузкой из обедненного урана проводился по программе BURNFL [4], в которой пространственно-энергетическое распределение нейтронов в blankets определяется из решения уравнения переноса нейтронов комбинированным методом [5] с использованием информации, содержащейся в файлах оцененных нейтронных данных. Уравнения выгорания для схемы радиоактивных превращений на каждом временном интервале решались методом разложения в ряд функции матричного аргумента. Схема описывается 27 дифференциальными уравнениями первого порядка и учитывает образование и выгорание нуклидов в результате ядерных реакций (n,γ) , (n,f) , $(n,2n)$, $(n,3n)$, β^- , β^+ и α -распады. Спектр нейтронов в урановой зоне blankets представлен на рис.



Для правой части бланкета характерно увеличение доли тепловых нейтронов в спектре из водяного замедлителя и литийсодержащей зоны. За время кампании $T_K = 2,65$ года плотность потока нейтронов возрастает за счет деления образующихся в бланкете ядер плутония. К моменту выгрузки топлива в наиболее жесткой по энергии пространственной области урановой зоны интегральная плотность потока нейтронов составляет $\sim 8,0 \cdot 10^{22}$ нейтрон/см². Все расчеты выполнены с нейтронной нагрузкой на первую стенку $\sim 1,13$ МВт/м², что соответствует току нейтронов источника $\sim 5,0 \cdot 10^{13}$ нейтрон/(см² · с).

Образование ^{237}Np в бланкете происходит в результате ядерных реакций на ядрах нуклидов урана с массовыми числами 235, 236, 238. Соотношения скоростей ядерных реакций (n, γ) , (n, f) , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ таковы, что доля (n, γ) -реакций на уране-235 в общем числе ядерных реакций на данном нуклиде составляет 18–22%, для ядер урана-236 64–98%. Выгорание образующихся в бланкете ядер ^{237}Np на 62–97% обусловлено радиационным захватом нейтронов с образованием ^{238}Pu через распад ^{238}Np . Доля делений ядер ^{237}Np по толщине бланкета составляет 36–3% от общего числа ядерных реакций на ядрах ^{237}Np .

Образование ^{237}Np , как это видно из данных, представленных в табл., практически полностью определяется $(n, 2n)$ -реакцией на ^{236}U . Ввиду того, что спектр нейтронов по толщине бланкета смягчается к его правой границе, возрастает вклад в образование ^{237}Np за счет радиационного захвата нейтронов в ^{235}U . Если в левой части бланкета вклад (n, γ) -реакции на ^{235}U не превышает $\sim 0,01\%$, то в правой части бланкета уже достигает 2,5%. Вклад от ядерной реакции $(n, 3n)$ на ядрах ^{238}U составляет менее 0,5%.

Вместе с образованием ^{237}Np в бланкете образуется и ^{236}U , который в теплом спектре нейтронов может служить стартовым нуклидом в образовании ^{237}Np . ^{236}U образуется в результате радиационного захвата в ^{235}U и $(n, 3n)$ -реакции на ^{238}U . Как видно из данных, представленных в табл., вклад этих двух ядерных реакций в образование ^{236}U существенно различен. Причем следует отметить то, что распределение скоростей ядерных реакций (n, γ) на ^{235}U и $(n, 3n)$ на ^{238}U по толщине бланкета таково, что они вза-

№ п.п.	R, см	Образование ^{237}Np из ^{235}U и ^{238}U			Образование ^{236}U из ^{235}U и ^{238}U	
		вклад в образование ^{237}Np , %			вклад в образование ^{236}U , %	
		$^{238}\text{U}(\text{n}, 2\text{n})$ $^{237}\text{U} \rightarrow ^{237}\text{Np}$	$^{238}\text{U}(\text{n}, 3\text{n})$ $^{236}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ $^{237}\text{U} \rightarrow ^{237}\text{Np}$	$^{235}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ $^{236}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ $^{237}\text{U} \rightarrow ^{237}\text{Np}$	$^{235}\text{U}(\text{n}, \gamma)$ ^{236}U	$^{238}\text{U}(\text{n}, 3\text{n})$ ^{236}U
I	215,98	99,84	0,16	0,0090	5,60	94,40
2	218,72	99,85	0,14	0,0098	6,36	93,64
3	221,46	99,86	0,13	0,012	8,78	91,22
4	224,20	99,87	0,11	0,015	11,73	88,27
5	226,94	99,88	0,10	0,018	15,09	84,91
6	229,68	99,88	0,097	0,024	19,80	80,20
7	232,42	99,87	0,096	0,036	27,67	72,33
8	235,16	99,83	0,11	0,066	38,50	61,50
9	237,90	99,71	0,14	0,15	52,06	47,94
10	240,64	99,25	0,22	0,53	70,29	29,71
11	243,38	97,07	0,41	2,52	85,6	14,4

имно дополняют друг друга.

За время облучения уранового топлива в бланкете гибридного термоядерного реактора образуется ~1,1 кг ^{237}Np /т. топлива. Нарботка ^{237}Np осуществляется со скоростью ~460 кг ^{237}Np /год. Распределение содержания ^{237}Np по толщине бланкета по существу отражает изменение скорости (ст.2п) -реакции на ^{238}U . Для данной композиции бланкета коэффициент неравномерности содержания ^{237}Np по толщине урановой зоны составляет ~2,3.

Выводы

Нарботка ^{237}Np в бланкете гибридного термоядерного реактора (ГТРТ), предназначенного для наработки ^{238}Pu и производства электрической энергии, осуществляется со скоростью ~460 кг ^{237}Np /год. Среднее по объему содержание ^{237}Np в отработавшем топливе составляет ~1,1 кг. ^{237}Np /т. топлива при кампании $T_K = 2,65$ года ($\varphi = 0,8$).

Содержание ^{237}Np в отработавшем топливе гибридного термоядерного реактора в 6-10 раз выше, чем в топливе реактора деления. При этом заметим, что такое содержание ^{237}Np достигается при глубине выгорания ~5,0 $\cdot 10^3$ МВт.сутки/т. топлива. При разных значениях глубин выгорания топлива гибридного термоядерного реактора и топлива реактора деления содержание ^{237}Np в выгружаемом топливе будет отличаться в 16-20 раз.

Таким образом, использование в жестком спектре бланкета гибридного термоядерного реактора обедненного или природного урана в качестве стартового материала для образования ^{237}Np приведет к существенному увеличению скорости промышленного производства ^{238}Pu .

Список литературы

1. Круглов А.К. и Рудик А.П. -В кн: Искусственные изотопы и методика расчета их образования в ядерных реакторах. Москва, Атомиздат, 1977, с.III.
2. Бакуменко О.Д. и др. - В сб: Nuclear Power and its Fuel Cycle, Salzburg, 1977, v.3, p.647.
3. Велихов Е.П. и др. -Атомная энергия, 1978, т.45, вып.1, с.3.
4. Марин С.В. и др., препринт ИАЭ-3111. Москва, 1979.
5. Марин С.В. и др., препринт ИАЭ-2632. Москва, 1977.

ЖИДКОВОДОРОДНЫЙ ИСТОЧНИК УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

И.С.Алтарев, Д.В.Борисов, А.Б.Брандиз, В.Ф.Ежов, С.Н.Иванов,
Г.К.Кунстман, В.М.Лобашев, В.А.Назаренко, В.Л.Рябов,
А.П.Серебров, Р.Р.Тальдаев
(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Описывается жидководородный источник ультрахолодных нейтронов (УХН). Представлены результаты измерения температурной зависимости выхода УХН из газообразного, жидкого и твердого водорода и дейтерия. На выходе зеркального нейтронвода сечением $6 \times 7 \text{ см}^2$ получен поток УХН $5 \cdot 10^4$ н/с (для нейтронов с компонентой скорости вдоль оси канала меньше 7 м/с).

The liquid hydrogen source of ultracold neutrons (UCN) is described. The results of the measurements of the UCN yield from gas, liquid and solid hydrogen and deuterium as a function of the converter temperature are presented. The total UCN flux at the outlet₂ of the mirror neutron guide of $6 \times 7 \text{ cm}^2$ cross-section was $5 \cdot 10^4$ n/s (for UCN whose velocity component along the channel axis less than 7 m/s).

С целью увеличения точности в эксперименте по поиску электрического дипольного момента нейтрона ¹ в Ленинградском институте ядерной физики им.Б.П.Константинова АН СССР создан жидководородный источник ультрахолодных нейтронов (УХН). Объем жидкого водорода в источнике 150 см^3 (диаметр 80 мм, толщина 30 мм). Жидководородная камера выполнена из

циркониевого сплава. Охлаждение источника осуществляется с помощью газообразного гелия. Конденсатор водорода расположен непосредственно в объеме источника и соединен с резервным объемом газообразного водорода ($V=150$ л). Используемая схема охлаждения и конструкция источника позволяют изменять температуру водорода в широком температурном диапазоне и исследовать выход УХН из газообразного, жидкого и твердого водорода. Нейтронпровод для вывода УХН выполнен из зеркально-полированной нержавеющей стали и имеет сечение в месте подсоединения к источнику 56×68 мм².

Жидководородный источник УХН был установлен в вертикальном канале бериллиевого отражателя реактора ВВР-М. Диаметр канала 110 мм. Поток тепловых нейтронов в точке расположения источника при номинальной мощности реактора 16 Мвт составляет $6 \cdot 10^{13}$ н/см².с), поток быстрых нейтронов $8 \cdot 10^{12}$ н/см².с). Нейтронные потоки были измерены с помощью специального макета, моделировавшего эффект возмущения нейтронного потока в отражателе при размещении источника с нейтронпроводом. Удельное тепловыделение в конструкционном материале источника составляет 0,3 Вт/г, что было достигнуто за счет свинцового экрана, расположенного между бериллиевым отражателем и активной зоной реактора. Удельное тепловыделение в жидком водороде от быстрых и эпитепловых нейтронов равно 4 Вт/г.

Были проведены исследования выхода УХН из газообразного, жидкого и твердого водорода. На рис. 1а представлена температурная зависимость выхода УХН для нормального водорода (75% ортоводорода, 25% пароводорода). Поскольку температура водорода в источнике специально не измерялась, ей сопоставляется среднее значение температуры прямого и обратного потока гелия, охлаждающего источник. Зависимость получена при мощности реактора 1,2 Мвт, что позволило исследовать выход УХН из твердого водорода. На рис. 1а по оси ординат отложен выход УХН в относительных единицах. За единицу выхода принята скорость счета УХН при температуре водорода 280К и давлении 3,2 ата. Такое давление водорода при указанной температуре обеспечивает 90% величины полного насыщения выхода УХН при температуре 280К. Вообще говоря, во всем температурном диапазоне эффективная толщина конвертора УХН из газообразного нормального водорода

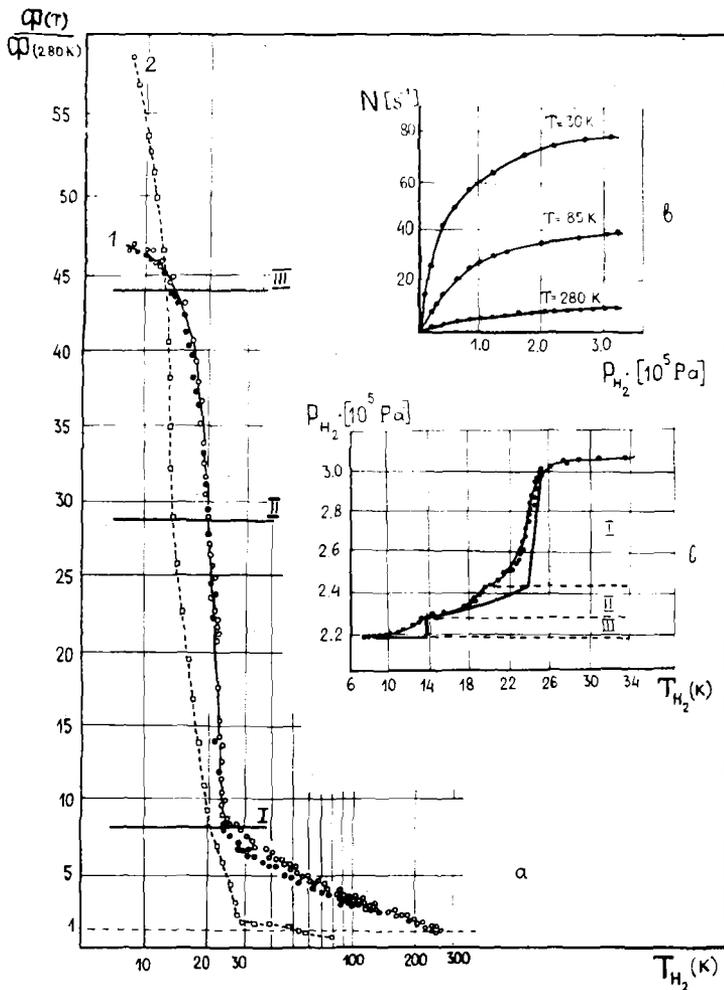


Рис.1. а - I-зависимость выхода УХН от температуры для водорода (○-экспериментальные точки, полученные в процессе охлаждения источника, ●-экспериментальные точки, полученные в процессе нагрева источника); 2 - для дейтерия (○ - экспериментальные точки получены в процессе охлаждения источника); в - зависимость выхода УХН от давления водорода при температурах 280 К, 85 К и 30 К; с - зависимость давления в ресиверном объеме от температуры источника; I-фаза конденсации, II-фаза увеличения плотности жидкого водорода, III- фаза кристаллизации

при давлении 3,2 ата является достаточной, что иллюстрирует рис.1а, на котором показаны зависимости выхода УХН от давления газообразного водорода при температурах 280К, 85К и 30К. Кроме того, был исследован возможный эффект ускорения ортопараконверсии под действием реакторного излучения. С этой целью источник наполнялся нормальным водородом до давления 0,2 ата либо до давления 3,2 ата и в течение 1 часа наблюдалось возможное изменение интенсивности УХН. Исследования были выполнены при температурах 85К и 30К, сначала на мощности реактора 2 МВт, затем на мощности 16 МВт. Во всех случаях не было замечено реального изменения скорости счета УХН в пределах указанного времени наблюдения. Таким образом, представленная на рис.1а температурная зависимость выхода УХН в диапазоне 280...30К соответствует нормальному водороду. Полученные экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном согласии с расчетом [2] температурной зависимости выхода УХН для нормального водорода. Исследования с параводородом не проводились.

Рассмотрим результаты, полученные для жидкого и твердого водорода. Важно отметить, что жидководородный источник объемом 150 см³ является хорошим термализатором тепловых нейтронов. Согласно литературным данным [3,4], эффективная температура нейтронов, выходящих из жидководородного замедлителя диаметром 80 мм и толщиной 30...40 мм, приблизительно равна 80К. Именно с процессом термализации тепловых нейтронов связано значительное увеличение выхода УХН (рис.1а), возникающее при сжижении водорода в источнике.

Процесс сжижения водорода и степень заполнения источника жидким водородом контролировалась по давлению газообразного водорода в ресиверном объеме. Изменение давления водорода в ресиверном объеме в зависимости от температуры гелия, охлаждающего источник, показано на рис.1с. Сплошной линией отмечена расчетная зависимость, которая должна получаться для процесса очень медленного охлаждения источника с однородным по объему полем температур. Экспериментальная зависимость отличается от идеальной; однако в ней можно выделить характерные фазы процесса охлаждения: I- заполнение источника жидким водородом, II- увеличение плотности жидкого водорода при понижении температуры и III- затвердевание водорода. Начало процесса сжижения водорода происходит при температуре 24,5К, которая

соответствует температуре конденсации при давлении 3 ата, начало процесса затвердевания происходит при температуре 14К и соответствует температуре кристаллизации. Описанные фазы процесса охлаждения также указаны на рис. 1а. Таким образом, коэффициент увеличения выхода УХН для жидкого водорода составляет 20...30 раз. Понижение температуры жидкого водорода позволяет увеличить коэффициент выхода УХН до 40...43 раз, а для твердого водорода коэффициент увеличения выхода УХН составляет 45...47 раз. Однако из-за низкой теплопроводности твердого водорода получение такого выхода УХН возможно только при малой мощности реактора. На номинальной мощности реактора 16 МВт режим охлаждения источника, обеспечиваемый холодильной установкой ХГУ-500/15, позволяет поддерживать температуру жидкого водорода вблизи точки кипения. При этих условиях коэффициент увеличения выхода УХН составляет ~25 раз.

На рис. 1а также представлены результаты предварительных исследований с дейтерием. Для дейтерия размеры используемого источника являются недостаточными для полной термализации тепловых нейтронов, поэтому кривая 2 не может быть интерпретирована как температурная зависимость выхода УХН из дейтерия. Она только характеризует жидкодейтериевый источник с объемом 150 см³. Для твердого дейтерия коэффициент увеличения выхода УХН из источника указанных размеров достигает 57 раз и превосходит выход из твердого водорода, однако из-за резкой температурной зависимости при полной мощности реактора выход УХН из источника, заполненного жидким дейтерием, оказывается вдвое ниже, чем для жидкого водорода.

При изучении температурной зависимости выхода УХН с целью надежного отделения УХН от других нейтронов регистрация УХН осуществляется на выходе ловушки спектрометра для поиска электрического дипольного момента нейтрона [17]. Граничная скорость стенок ловушки 7 м/с (использовано покрытие из сплава 50% ⁵⁸Ni, 50% Cu). Скорость счета, зарегистрированная на выходе спектрометра при мощности реактора 16 МВт, равна 4,5·10³ н/с, что превосходит ранее полученную в работе [17] в 7...8 раз.

Был также измерен поток УХН на входе в спектрометр или на выходе нейтроновода от источника. Отделение УХН от других

нейтронов производилось с помощью шторки с граничной скоростью 7 м/с. Кроме того, проводились измерения спектра нейтронов методом времени пролета. Зарегистрированный на входе в спектрометр поток УХН, скорость которых вдоль оси нейтронвода меньше 7 м/с, составил $5 \cdot 10^4$ н/с. Простая оценка показывает, что поток нейтронов с полной скоростью 7 м/с (нейтроны, которые могут быть удержаны ловушкой) должен быть равным $2,5 \cdot 10^4$ н/с. Учитывая, что расчетный коэффициент пропускания спектрометра составляет $\sim 20\%$, можно заключить, что результаты измерений потока УХН на входе спектрометра ($5 \cdot 10^4$ н/с) и выходе спектрометра ($4,5 \cdot 10^3$ н/с) находятся в разумном согласии.

Список литературы

1. Алтарев И.С. и др. - Письма ЭЭТФ, 1979, т.29, вып.12, с.794-796.
Послано в журнал Nuclear Physics.
2. Ахметов Е.З. и др. Сообщение ОИЯИ, 1974, РЗ-8470.
3. Butterworth et al. Phil Mag. 2, 917, 1957.
4. Ageron et.al. Cryogenics, February, 1969.

АВТОНОМНЫЕ КРИОГЕННЫЕ МИШЕНИ ДЛЯ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Д.П.Бразулев, Н.А.Ничинский, А.М.Станик, Л.И.Чупанова
(НИИФ при Томском политехническом институте)

В работе описано устройство автономных криогенных мишеней на базе микрохолодильных газовых машин, предназначенных для экспериментов по нейтронной физике и физике высоких энергий. Описана методика расчета конденсации хладагента внутри рабочего объема мишени.

Autonomous cryogenic target intended for neutron-physical experiments realised on base of microcryogenic gas machines is described. The method of calculation of coolant condensation within the volume of the target is given.

В настоящее время жидкие хладагенты широко используются в экспериментальных устройствах и установках [1,17], причем во многих случаях требуются небольшие количества хладагента, например использование жидких дейтерия, трития для экспериментов по нейтронной физике [2] и водорода, дейтерия в экспериментах по физике высоких энергий [3,4]. Большой интерес представляют глубокоохлажденные монокристаллы для экспериментов по каналированию заряженных частиц [5]. Использование промышленных ожижителей для обеспечения жидким хладагентом таких экспериментов не всегда целесообразно.

Рабочие параметры серийно выпускаемых микрохолодильных газовых машин [6,7] позволяют за сравнительно короткое время ожижить требуемые количества водорода, дейтерия и других жидкостей с более высокой температурой кипения [4,8,18].

Технологическая схема ожижения водорода(дейтерия) [8] представлена на рис. 1.

Конденсация хладагента в охлаждаемом цилиндре с горизонтальной осью описывается системой уравнений [9,19]:

$$\begin{cases} \frac{\rho^2 g}{3\mu} \frac{d}{dx} \left(\delta^3 \sin \frac{x}{R} \right) = \frac{\lambda}{\delta} \frac{1}{r} (T - T_c); \\ \frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) = \frac{\lambda}{\delta d} (T - \theta) - \frac{E}{d} \end{cases}$$

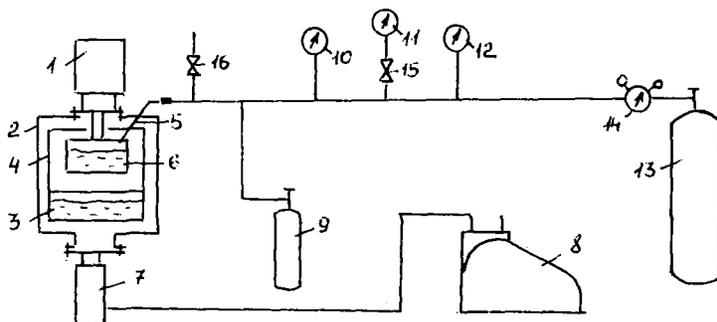


Рис. I. Технологическая схема охлаждения водорода (дейтерия):

I-микрорефрижераторная газовая машина; 2-криогенно-вакуумный объем; 3-бак с жидким азотом; 4-радиационный экран; 5- капилляр; 6-рабочий объем; 7-паромасляный насос; 8-форвакуумный насос; 9-буферная емкость; 10-мановакуумметр (-I + 9 ати) II-мановакуумметр (-760 мм рт.ст. - + I ати); 12-электроконтактный манометр (10 ати); 13 - баллон с водородом (дейтерием) (150 ати); 14-редуктор; 15,16 - вентили запорные

с граничными условиями:

$$\left. \frac{d\delta'}{dx} \right|_{x=0} = 0; \quad \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=\pi R} = 0; \quad \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = \frac{W(T_0)}{2\lambda(T_0)l\alpha}$$

При переходе к системе уравнений в конечных разностях [9, 10, 11] получим выражения для вычисления значения δ'_n, T_n в узлах разностной сетки:

$$\begin{cases} \delta'_{n+1} = \delta'_n + \frac{h\mu\lambda(\theta - T)}{\rho^2 g r \delta'_n \sin \frac{x_n}{R}} - \frac{h\delta'_n \cos \frac{x_n}{R}}{3R \sin \frac{x_n}{R}}; \\ T_{n+1} = T_n \left(1 + \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_n}\right) - T_{n-1} \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_n} + \frac{h^2}{\lambda_n \alpha} \left[\frac{\lambda(T_n - \theta)}{\delta'_n} - E \right], \end{cases}$$

где h - шаг суммирования; $h = \pi R / N$ (N - число шагов).

Из граничных условий:

$$T_1 = T_0 - \frac{W(T_0)h}{\lambda(T_0)l\alpha}, \quad \text{где } W(T_0) = \sqrt{\frac{T_0 - 16}{3.5}}; \quad \delta' \Big|_{x=0} = \sqrt{\frac{3R\lambda N}{\rho^2 g r} (\theta - T)}$$

Знание температуры и толщины пленки конденсата вдоль всей поверхности стенки позволяет подсчитать скорость конденсации хладагента

$$F = \frac{h\ell}{\rho r} \sum_{n=1}^N \frac{\lambda(\theta - T_n)}{\delta'_n}$$

Параметры конденсации водорода в рабочей головке с обечайкой из меди высокой чистоты представлены на рис. 2, 3.

На рис. 4 представлена экспериментально полученная зависимость динамики процесса охлаждения водорода [8]. Кривая I со-

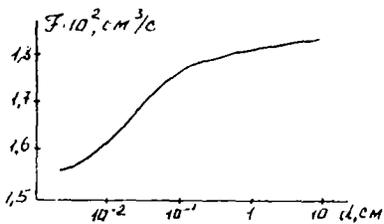


Рис. 2. Конденсация водорода:
 d - толщина стенки рабочей
головки

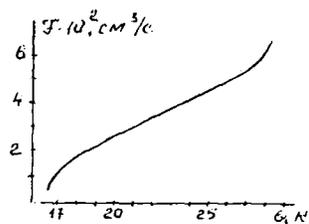


Рис. 3. Конденсация водорода:
 θ - температура конденса-
ции

ответствует изменению температуры рабочего объема, измеренной в начальной стадии с помощью платинового термометра сопротивления, а в режиме конденсации - по давлению насыщающих паров. Кривая 2 отражает изменение давления водорода в рабочей головке. Крестиком на шкале времени отмечен момент выключения микрохолодильной газовой машины. Исходное ($t = 0$) давление водорода составляло 5 ати, что обеспечивало ожидение водорода при установлении температуры ниже 27 К [8]. Минимальная температура ожиденного водорода, измеренная по давлению насыщающих паров, соответствует $19,5 \pm 0,2$ К.

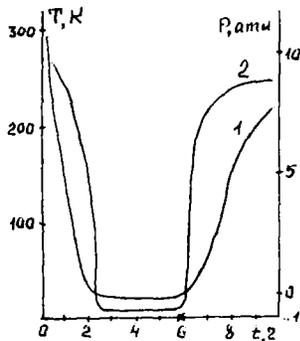


Рис. 4. Установление температурного режима (1) и равновесного давления ожидаемого водорода (2) в рабочей головке

Проводились испытания рабочих головок различных конструкций и из различных материалов. Внутренняя цилиндрическая поверхность ϕ 40 мм, длина в различных вариантах 40-60 мм. Масса рабочего объема изменялась от 203 (рабочий объем изготовлен из дуралюминия) до 343г (из меди).

При численном анализе процессов фонообразования [13] при фоторождении пионов $\gamma + p \rightarrow \bar{n} + n$ с энергией гамма-квантов $E_{\gamma} \leq 500$ МэВ рассматривались фотоэффект, комптоновское рассеяние элект-

ронов и фоторождение электрон-позитронных пар. Последний эффект подавляюще преобладает и дает вклад около 5-7% исследуемого процесса. Тормозной спектр γ -квантов [14]

рассчитывался от танталовой мишени толщиной 1 мм.

Расчет углового и энергетического разрешения детектирующей аппаратуры [12] (телескопа сцинтилляционных счетчиков) проведен также численно с помощью метода Монте-Карло и стандартных кинематических соотношений [15, 16] для двухчастичных реакций. При этом в предположении об однородности пучка γ -квантов по объему мишени разыгрывается точка рождения пиона, определяется его пробег в телескопе счетчиков и дисперсия пробега, которая в свою очередь определяет толщину медного поглотителя.

Энергетический спектр пионов приведен на рис. 5. Для определения энергетического и углового разрешения телескопа счетчиков решалась обратная задача, причем точка рождения пиона также разыгрывалась, проверялось, попадает ли пион в телескоп, если да, то определялись его угловые и энергетические параметры, по которым рассчитывалась энергия γ -квантов и т. д. Зависимости углового и энергетического разрешения пионов телескопом счетчиков от энергии γ -квантов приведены на рис. 6.

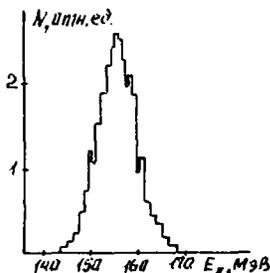


Рис. 5. Спектр π -мезонов от жидководородной мишени; $E_{\gamma} = 300$ МэВ

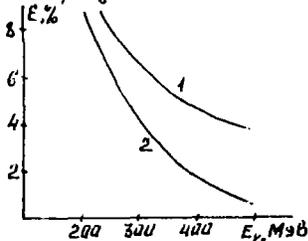


Рис. 6. Энергетическое (1) и угловое (2) разрешение пионов

Невозможность аналитического решения заставляет прибегать к численным методам на основе дифференциального уравнения теплового баланса [10, 11]

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda(T) \frac{dT}{dx} \right) + \frac{4a}{D} (T_c - T(x)) + \frac{4b}{D} (T_c^4 + T(x)^4) = 0,$$

где D — диаметр хладопровода; a , b — стандартные коэффициенты [6]; граничные условия:

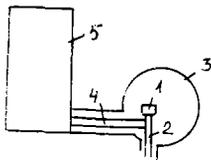


Рис. 7. Схема охлаждения: 1-монокристалл; 2-держатель; 3-камера; 4-хладопровод; 5-охлаждающее устройство

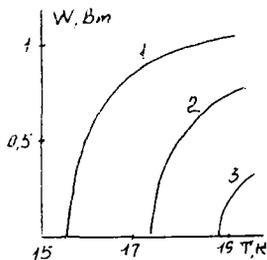


Рис. 8. Мощностные характеристики: 1- $W_0(T_0)$; 2- $W_\ell(T_\ell)$, хладопровод из меди высокой чистоты; 3- техническая медь

$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0, \ell} = \frac{4W_0 \ell (T_0 \ell)}{\lambda(T_0 \ell) \pi 2 \ell^2}$, индекс 0 соответствует охлажденному концу хладопровода, ℓ - охлаждающему; $W(T_0)$ - мощностная характеристика охлаждающей системы, $W_\ell(T_\ell)$ - то же для охлаждающего конца хладопровода. Результаты расчета $W_\ell(T_\ell)$ представлены на рис. 8

В таблице приведены рассчитанные параметры различных конструкций систем охлаждения кристалла алмаза $20 \times 15 \times 0,2$ мм³: \dot{Q}_λ - теплоприток к охладителю \dot{Q}_λ ; \dot{Q}_ℓ соответствуют выкладам за счет теплопроводности и излучения Стефана-Больцмана; τ - время захолаживания до температуры T_ℓ ; V - расход гелия на захолаживание системы; \dot{V} - скорость его испарения в процессе работы; I, II - охлаждение жидким гелием через хладопровод $\phi 2,5 \times 30$ см², III - микроохладильником ХМ-20Б через хладопровод $\phi 1,2 \times 10$ см²; а(б) - хладопровод экранирован (не экранирован) жидким азотом; в, г - то же при вспомогательном охлаждении держателя жидким азотом. Вакуумные объемы камеры и охлаждающего устройства (рис. 7) сообщаются (I, III), либо не сообщаются (II).

Конструкция	\dot{Q}_λ , Вт	\dot{Q}_ℓ , Вт	\dot{Q} , Вт	T , К	τ , с	V_{He} , л	\dot{V}_{He} , л/с
Iа	0	0,54	0,54	5,7	II70	6I	6,9 IO ⁻⁴
Iб	0	I,08	I,08	7,3	II70	6I	I,4 IO ⁻³
IIа	I7,5	0,54	I8,04	3I	2270	83	22,7
IIб	I7,5	I,08	I8,6	33	2270	83	23,4
IIIа	0,5	0,00I	0,50I	22	2700	-	-
IIIб	0,5	0,52	I,02	24, I	2700	-	-
IIIв	0, I	0,00I	0, I0I	20,4	2700	-	-
IIIг	0, I	0,52	0,62	22,5	2700	-	-

Список литературы

1. Ануфриенко В.Б. и др. - В кн.: Труды физико-энергетического института. Москва, Атомиздат, 1974, с. 108.
2. Проблемы лазерного термоядерного синтеза. М., Атомиздат, 1976, 240с.
3. Голованов Л.Б. - В кн.: Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра. М., Атомиздат, 1972, т.2, вып.3, с. 717.
4. Голованов Л.Б. - В кн.: Физика элементарных частиц и атомного ядра. М., Атомиздат, 1977, т.8, вып.5, с. 13.
5. Гришаев И.А., Коваленко Г.Д. и др. - УФЖ, 1979, т.24, № 8, с. 1188.
6. Малков М.П. Справочник по физико-техническим основам криогеники. - М., Энергия, 1973, 392с.
7. Грезин А.К., Зиновьев В.С. Микрокриогенная техника. - М., Машиностроение, 1977, 230с.
8. Брынза А.И., Ницинский Н.А., Станик А.М. - В кн.: Труды НИИ ЯФ, вып. 9, М., Атомиздат, 1979, с. 81.
9. Станик А.М. - В кн.: Материалы Всесоюзной конференции "Разработка и практическое применение электронных усилителей", Томск, 1977, с. 303.
10. Станик А.М. - В кн.: Труды НИИ ЯФ, М., Атомиздат, 1975, вып. 5, с. 79.
11. Сапегина Н.М., Станик А.М. - В кн.: Проблемы повышения надежности мощных турбогенераторов. Киев, Наукова думка, 1979, с. 137.
12. Кузнецов В.М., Потылицын А.П. и др. - ПТЭ, 1976, т.3, с.52.
13. Станик А.М., Федоров С.Л. - В кн.: Материалы научно-практической конференции молодых ученых, Секция физико-техническая, Томск, Изд-во ТГУ, 1977, с. 99.
14. Ходячих А.Ф., - Препринт ФТИ АН УССР № 087/ВЭ-035, Харьков, 1964.
15. Балдин А.М. и др. Кинематика ядерных реакций, - М., Атомиздат, 1968, 274 с.
16. Адамович М.И. - Фотоядерные и фотомезонные процессы, 1974, т. 71, с. 120.
17. Physics data. ZAED. 7-1. Bonn, 1977, 306 p.
18. Brooks G.M., Otavka M.A. - Rev.Sci.Instr., 1968, v 39, N 9, p. 1348.
19. Nusselt W. - Ztschr. der VDI, 1916, Bd 60, S.541.

П л е н а р н о е з а с е д а н и е

Председатель М.В.Пасечник

Ученый секретарь А.И.Кальченко

ЗАКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНОЕ СЛОВО

CLOSING WORD

Л.Н.Усачев

В соответствии с традицией на У Всесоюзной конференции по нейтронной физике обсуждались как нейтронные ядерные данные, потребности в них, их измерение и оценка, так и вопросы, имеющие пока чисто научный интерес.

В кратком заключительном слове невозможно даже упомянуть все доклады, представленные на конференцию. Можно только отметить результаты, которые по тем или иным объективным или субъективным причинам произвели яркое впечатление.

Ряд экспериментальных работ по ядерным данным отличается оригинальностью и точностью методик измерений важнейших величин. Достигнутая точность измерений в этих отдельных работах уже приближается к той, которая была обоснована как требуемая по совокупности работ на такой же конференции 1973 года.

Разработанная методика спектроскопии множественности на 64-секционном сцинтилляционном детекторе "Ромашка" (ИАЭ им. И.В.Курчатова - Г.В.Мурадян и др.) позволила получить результат для урана-235 по величине λ , т.е. по отношению сечения радиационного захвата к сечению деления, с погрешностью всего в 5%, что в два раза улучшает существующее состояние дел.

Спектрометр по времени пролета на электростатическом ускорителе в ФЭИ (Обнинск), был осуществлен В.Н.Кононовым в низкофоновой геометрии и с двумя режимами работы, позволяющи-

ми вести измерения и в резонансной области. Последнее обстоятельство позволило использовать метод насыщенного резонанса для измерения сечения радиационного захвата нейтронов ураном-238. Предварительные результаты дают возможность ожидать значительное уменьшение (до 3%) погрешности знания этой важнейшей для реакторов на быстрых нейтронах величины.

Абсолютные измерения сечения деления урана-235 - важного стандарта - выполнены в Россендорфе (ГДР) на тандеме в совместной работе Технического университета в Дрездене (ГДР) и Радиевого института им. В.Г. Хлопина в Ленинграде (Арльт Р. и др.). Успешная разработка метода сопутствующих частиц дала возможность свести погрешность в сечении деления урана-235 к 2%.

Международное сотрудничество в рамках СЭВ привело еще к нескольким интересным результатам, доложенным на конференции.

Совместная работа ФЭИ (Обнинск) и ИЭФ (Дебрецен, ВНР) по точным измерениям ($n, 2n$) на уране-238 на данной конференции нашла завершение в работе П. Райча и др. по оценке этой реакции. Точное знание этой реакции важно для расчетных предсказаний накопления урана-232 в реакторах на быстрых нейтронах и в blankets термоядерного реактора.

Сотрудничество между Техническим университетом в Дрездене и ФЭИ в Обнинске привело к разработке наносекундных импульсных режимов на тандемах Обнинска и Россендорфа. Благодаря этому физики Дрездена и Обнинска разобрались в механизме реакции (n, n'). Так, на данной конференции доложена работа О.А. Сальникова и др., которая посвящена сравнительному анализу механизма реакций $^{113}\text{In}(n, n')^{113}\text{In}$ и $^{113}\text{Cd}(p, n)^{113}\text{In}$, идущих через одинаковые составные ядра. Разница в угловых и энергетических распределениях нейтронов такова, что можно сделать заключение о значительном преобладании прямых процессов над так называемыми предравновесными процессами, если для последних вообще остается какое-либо место.

В совместных работах, проводимых в ОИЯИ в Дубне на импульсном быстром реакторе болгарскими и обнинскими физиками, измеряется важный эффект резонансного самоэкранирования сечений. В докладе Т. Бакалова, А.А. Ванькова и др. представлены данные по самоэкранированию для урана-235 и плутония-239. Год назад в Ноксвилле (США) при обсуждении доклада тех же авторов четко выяснился приоритет советских физиков в самой постановке

вопроса и измерениях этой величины.

Интересный вклад в конференцию внесли и ученые западных стран. Так, доктор Э.Сирьякс из Карлсруэ (ФРГ) доложил работу, в которой методом времени пролета под разными углами измеряется выход и спектр нейтронов на один 590-МэВ протон. Уточнение выхода нейтронов на один протон важно, в частности, для рассмотрения перспективности электроядерного воспроизводства делящихся материалов и проектирования мощных нейтронных источников на базе мезонной фабрики. Последнюю предполагается соорудить в ФРГ. Доктор С.М.Кайм доложил о радиохимических исследованиях (n, α)-реакций на быстрых нейтронах в центре по ядерным исследованиям в Кюлихе (ФРГ). Особенный практический интерес с точки зрения борьбы с загрязнением окружающей среды атомными электростанциями представляют результаты по выходу трития. В докладе "Современная нейтронная оптика: динамическая нейтронная поляризация и нейтронная интерферометрия" доктор Г.Раух изложил новый перспективный метод широкого пространственного разведения двух когерентных пучков нейтронов, что и открывает новые возможности перед нейтронной интерферометрией.

Важные для практики измерения сечений радиоактивных короткоживущих ядер в тепловой и резонансной областях требуют высокого искусства эксперимента и мощных нейтронных источников, таких, как реактор СМ-2 в Димитровграде. Результаты таких измерений представлены в докладах В.П.Вертебного и др. из ИЯИ АН УССР (г.Киев) и В.А.Ануфриева и др. из ИИЯРА (г.Дмитровград).

Для проектных расчетов ядерных технологий нужны наборы нейтронных данных, полные как по типам процессов, так и по энергиям. Получение таких полных наборов на основе разрозненных и неполных или противоречащих друг другу экспериментальных результатов, а также на основе существующих теоретических представлений называется оценкой данных.

Представленные на конференцию доклады по оценке нейтронных данных и их обсуждение указывают на достижение хорошего уровня этих работ. Доклады В.А.Коньшина и др., ИТМО АН БССР (г.Минск) вызвали особый интерес очень хорошим воспроизведением экспериментальных результатов расчетами по физически разумным моделям для урана-235 и изотопов плутония-239, 240, 241, 242.

оценка для которых завершена. Это дает надежду на возможность выполнения достаточно близких к истине оценок для тех трансактинидов, экспериментальная информация для которых скудна и ограничивается сечениями деления. Последние надо знать для правильного учета канала деления.

В докладах В.М.Бычкова и др. (ФЭИ, ЦЯД) представлена большая работа по созданию библиотеки 180 пороговых реакций. Характерной особенностью этой работы является использование теоретической модели с учетом неравновесных процессов для описания всей имеющейся информации.

С удовлетворением следует отметить работу по созданию полного файла (полного набора данных) для кремния, представленную в докладе Д.Хермдорфа и выполненную в ТУ Дрездена (ГДР).

После процедуры оценки ядерных данных, завершающей работу по микроскопическим ядерным данным, и перед использованием последних в расчетах реакторов на быстрых нейтронах имеется последний этап работы, а именно, проведение чистых интегральных экспериментов и их использование для проверки микроскопических констант и их оптимизации (подгонки). Последним достижением в проведении этого этапа работы посвящен доклад В.А.Дулина и др. ФЭИ (Обнинск). Отмечено, что погрешность предсказаний коэффициента воспроизводства и эффективного коэффициента размножения с учетом интегральных экспериментов в настоящее время составляет 0,03 и $< 0,01$ соответственно.

Такие же погрешности для этих величин приводятся в докладах другой группы авторов ФЭИ — Г.Н.Мантурова и др.

Участники конференции с удовлетворением заслушали доклад Л.П.Абагян и М.С.Юркевича из ИАЭ им. Курчатова, свидетельствующий о существовании библиотеки оцененных нейтронных данных для расчета тепловых реакторов.

Большое число представленных докладов посвящено фундаментальным и перспективным вопросам ядерной физики.

Обзор работ по эффектам несохранения четности в реакциях захвата ядрами медленных нейтронов сделан Г.В.Даниляном (ИТЭФ, Москва). К настоящему времени, кроме ранее исследованных эффектов с J^{π} -квантами, обнаружены эффекты асимметрии относительно спина поляризованного нейтрона в распределении осколков и вторичных нейтронов деления. Эффект несохранения четности в слабых взаимодействиях проявляется в ядре на уров-

не $\sim 10^{-4}$ лишь благодаря некоторым особенностям волновой функции ядра. Так, в работе Д.Ф.Зарецкого и др. "Применение оболочечного подхода к описанию фотонейтронных реакций" отмечается, что усиление эффекта несохранения пространственной четности происходит в области максимума Р-силовой функции.

В докладах В.Г.Соловьева и В.В.Воронова (ОИЯИ, Дубна) показано, что квазичастично-фононная модель полумикроскопической теории ядра дает хорошее (с точностью до фактора 2) описание S- и P-нейтронных силовых функций при тех же подходе и параметрах, при которых описываются свойства низковозбужденных состояний ядер и их гигантских резонансов.

Направление исследований с ультрахолодными нейтронами, у истоков которого стояли Я.Б.Зельдович и Ф.Л.Шапиро, успешно развивается, что было показано в обзорном докладе А.П.Сереброва. С помощью ультрахолодных нейтронов в НИИЯР уточнен период полураспада свободного нейтрона (Ю.Ю.Косвинцев и др.), а в ЛИЯФ в три раза уменьшена верхняя оценка электрического дипольного момента нейтрона ($d < 2,5 \cdot 10^{-25}$) до уровня теоретической оценки Салама и Вайнберга. Производит впечатление гравитационный спектрометр нейтронов в области 10^{-4} 10^{-8} эВ, в котором сила тяжести пространственно разделяет нейтроны разных энергий (А.В.Антонов и др., ФИАН).

А.А.Серегин сообщил об экспериментальном обнаружении в ФРГ предсказанного и рассчитанного Ю.М.Каганом и им эффекта связанных состояний медленных нейтронов в макроскопических слоистых средах.

Широту научного поиска можно охарактеризовать рядом работ, представленных на конференцию.

По данным о гравитационном красном смещении на поверхности пульсара и его моменте инерции и с помощью уравнения состояния нейтронно-звездного вещества в докладе В.И.Рейзлина и В.А.Филимонова устанавливаются требования на вид ядерных сил.

По предложению А.Б.Митдала в ТУ Дрездена (ГДР) производились поиски сверхплотных ядер среди осколков деления ядер. Результаты представлены в докладе Д.Зелигера.

И.А.Гришаев (ХФТИ, Харьков) рассказал о том, что γ -излучение, возникающее при прохождении электронов с энергией 0,6+1,6 ГэВ через монокристалл кремния в режиме осевого ка-

налирования, в несколько раз (до 8,7) увеличивает выход фотонейтронов из различных мишеней по сравнению с выходом фотонейтронов от γ -квантов обычного тормозного излучения электронов из аморфной мишени эквивалентной толщины.

За открытие замедления нейтронов Энрико Ферми получил Нобелевскую премию. Сотрудники ДИЯФ - И.А.Кондуров и др. доложили нам, что они ускорили нейтроны в результате взаимодействия тепловых нейтронов с изомером ^{152}Eu . Ускорить нейтроны труднее.

Д.Ф.Зарецкий и В.В.Ломоносов представили доклад "Взаимодействие нейтронов с атомами и ядрами в поле сильной электромагнитной волны". Тепловые нейтроны могут захватиться ядром с заметной вероятностью только как S-нейтроны в соответствующие состояния составного ядра. Авторами рассчитана вероятность одновременного захвата нейтрона и фотона при интенсивностях фотонов, соответствующих реальным лазерным полям. При этом захват нейтрона будет происходить в состояния составного ядра с четностью, которая соответствует захвату P-нейтронов. Из сказанного ясна принципиальная возможность управления захватом нейтронов и реакциями через составное ядро лазерным полем в области нейтронного поля.

Упомянутые выше фундаментальные исследования дают надежду на то, что нейтронная физика, открывшая цепную реакцию деления и тем самым давшая начало ядерной энергетике, имеет все шансы на не менее славное будущее.

ВНИМАНИЕ АВТОРОВ !!!

I. Следите за правильным применением и написанием единиц физических величин в соответствии со СТ СЭВ 1052-78.

Единицы физических величин, содержащие в своем названии имя собственное, а также в сочетании с приставками тера(Т), гига (Г), мега (М), (но не кило !!!) пишутся с прописной буквы: МэВ, ГэВ, Вт, В, Гц, кэВ, кВт и т.д.

Секунда обозначается одной буквой: с.

Градус по Кельвину обозначается одной прописной буквой К без знака градуса.

II. Следите за правильным написанием элементов в соответствии с Периодической системой элементов, особенно обратите внимание на правильное написание урана - U и иода - I.

III. Следите за правильным написанием изотопов. Их следует писать только так: число слева от символа в положении верхнего индекса, например: ^{235}U .

IV. ТРЕБОВАНИЯ к оформлению докладов (составлены с учетом того, что доклады воспроизводятся в печати методом прямого воспроизведения с уменьшением в 2/3):

1. Доклады должны быть отпечатаны на белой плотной бумаге без оборота через 1,5 интервала на машинке с крупным очком черной новой лентой. Бумага - стандартного листа 21x30 см. Поля сверху и справа - 1,5 см, слева - 2 см, снизу - 3 см. Таким образом, текст с рисунками и таблицами впечатывается в рамки форматом 17,5x25 см².

2. Оформление первой страницы. С выключкой в левый край рамки: название доклада (заглавными буквами), ниже инициалы и фамилии авторов, ниже в скобках название института, где выполнена работа. Ниже с выключкой в правый край рамки аннотации на русском и английском языках - не более 7 строк, напечатанных через один интервал. Затем начинается текст доклада (см. образец).

3. Объем доклада вместе с рисунками и таблицами и списком литературы не должен превышать 5 страниц. Первый экз. доклада должен быть подписан авторами на последней странице, внизу на полях.

4. Формулы следует вписывать четко, достаточно крупно (но не крупнее прописной машинописной буквы) черной тушью или впечатывать на машинке с латинским шрифтом. Размечать формулы не надо.

Ссылки на иностранную литературу (а также иностранные слова в тексте) должны быть отпечатаны на машинке с латинским шрифтом.

5. Список литературы должен быть оформлен обязательно в соответствии с ГОСТ 7,1-76 и напечатан через один интервал. Примеры:

Список литературы

1. Линева А.Ф. - Атомная энергия, т.40, вып.6, с.541.
2. Howe R.E., Phillips T.V. - Phys.Rev., 1976, v.13, p.195.
3. Карпов В.А. - В кн.: Сб. докл. по программам и методам расчета быстрых реакторов. Димитровград, СЗБ, 1975, с.89.
4. Козлов В.Ф., Тромкин Ю.С. Справочник по радиационной безопасности. М., Атомиздат, 1976, 276 с.

6. Таблицы даются по тексту (а не в конце доклада). В тексте слово "таблица" сокращается: "табл.1" и т.д., нумерация арабскими цифрами. В заголовке таблиц слово "Таблица 2" пишется полностью и выключается вправо.

7. Рисунки (только схемы и графики, а не тоновые фотографии) даются по тексту, т.е. расклеиваются вместе с подрисовочными подписями по ходу изложения и последовательно нумеруются арабскими цифрами (рис.1, рис.2). На рисунках надписи делать только по осям графиков. Обозначения кривых на графиках и деталей на схемах давать только цифрами с соответствующей расшифровкой в подрисовочной подписи. Все пояснения к рисункам делать только в подписи:

Рис.2. Экспериментальная сферическая установка: 1 - уровень; 2 - регулирующий стержень; 3 - трубопровод

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ !!!

РИСУНКИ ДОЛЖНЫ БЫТЬ ПРИГОДНЫ ДЛЯ ПРЯМОГО РЕПРОДУЦИРОВАНИЯ:

РАЗМЕР РИСУНКОВ ДОЛЖЕН БЫТЬ НЕ МЕНЬШЕ 14x16 см, ЛИНИИ ДОЛЖНЫ БЫТЬ ВЫПОЛНЕНЫ ЧЕТКО ЧЕРТЕЖНЫМИ ИНСТРУМЕНТАМИ ЧЕРНОЙ ТУШЬЮ (фотографии с калек должны быть контрастными или обтянутыми тушью), ВСЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ НА РИСУНКАХ ДОЛЖНЫ БЫТЬ НАПИСАНЫ ЧЕТКО И ДОСТАТОЧНО КРУПНО, т.е. СООТВЕТСТВОВАТЬ РАЗМЕРУ ШРИФТА ТЕКСТА.

ИМЕЙТЕ В ВИДУ, ЧТО РИСУНКИ ПРИ РЕПРОДУЦИРОВАНИИ УМЕНЬШАЮТСЯ НА 2/3!!!

8. Рукописные исправления в тексте не допускаются.

9. Названия таблиц, подписи под рисунками, примечания печатать через один интервал.

10. Первые экземпляры докладов должны быть представлены отпечатанными на машинке. Вторые и последующие экземпляры разрешается представлять в виде ксерокопий или роталитных оттисков с 1-го экз.

11. Страницы нумеруются простым карандашом в правом верхнем углу.

↑ 1,5 см
ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА И НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА
↑ 6 инт.
О.Д.Казачковский
(ФЭИ) ↑ 4 инт.

10 инт.
Втяжка 3 см От втяжки 5 ударов
Начало абзаца аннотации на русском яз.
(через 1 инт.)
↓
Начало абзаца аннотации на английском яз.

8 инт.
2 см 5 ударов
Начало абзаца основного текста (через 1,5 инт.)
1,5 см

10 см

17,5 см

3 см

СОДЕРЖАНИЕ

С е к ц и я У. Потребности в ядерных данных и их оценка.

(Продолжение. Начало см. в ч.3)

Дудин В.А., Бобков Ю.Г., Булеева Н.Н., Казанский Ю.А.,
Усачев Л.Н.

Использование интегральных экспериментов для оптимизации
ядерных данных и уточнения параметров критичности и вос-
производства реакторов-размножителей на быстрых нейтронах... 3
The use of integral experiments for nuclear data optimi-
zation and making more precise of the criticality and
reproduction parameters of the fast breeder-reactor

Возяков В.В., Воротынцева М.Ф., Пивоваров В.А., Баньков А.А.,
Боропаев А.И., Шапарь А.В.

Тестирование детальных нейтронных сечений железа по
результатам измерений в железосодержащей размножающей
среде 8
Cross-section testing using results of integral experiments
with iron containing composition

Глуховец А.Н., Филиппов В.В.

Плотность распределения полного нейтронного сечения 15
The density distribution of the total neutron cross-sections
for some elements

Соловьев Н.А., Колесов В.Е.

Аппроксимация нейтронных сечений в области разрешенных
резонансов 20
Approximation of the neutron cross-sections in the
resolved resonance energy region

Колесов В.Е., Соловьев Н.А.

Пакет программ подготовки нейтронных констант для расчетов
методом Монте-Карло на основе оцененных данных 25
The program complex of preparing of neutron constants on
the base of evaluated data files for Monte-Carlo calculations

Казарицкий В.Д.	
Использование метода Монте-Карло при интерпретации критических экспериментов для оценки ядерных данных	30
Use of Monte-Carlo method in process of interpretation of critical experiments for nuclear data evaluation	
Лалетин Н.И., Лилька В.А.	
О резонансном поглощении нейтронов в ^{238}U	35
On the resonance neutron absorption by ^{238}U	
Благоволит П.П., Галанин А.Д.	
Расчет интегральных величин эффекта Доплера и блокирования и их связь с параметрами разрешенных уровней урана-238.....	43
Calculation of the integral values of Doppler effect and blocking and their link with the resolved level parameters of ^{238}U	
Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н.	
Оцененные данные по спектрам мгновенных нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{252}Cf	47
The evaluated data on the fission prompt neutron spectra	
Поздняков А.В.	
Расчеты нейтронных сечений для нейтронно-избыточных ядер...	54
The neutron cross section calculations for neutron-rich nuclei	
Виноградов В.Н., Гай Е.В., Кононов В.Н., Работнов Н.С.	
Компактное аналитическое представление оценки ENDF/B-V для сечений реакций $^6\text{Li}(n, \alpha)$, $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)$, $^{10}\text{B}(n, \alpha_1)$, $^{10}\text{B}(n, \alpha)$	58
A compact analytical representation of ENDF/B-V evaluated $^6\text{Li}(n, \alpha)$, $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)$, $^{10}\text{B}(n, \alpha_1)$, $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ cross-sections	
С е к ц и я VI. Экспериментальные методы нейтронной физики	
Васильев А.А., Кузьмин А.А., Мещеров Р.А., Рыбалко В.С., Стависский Д.Я.	
Импульсные источники медленных нейтронов на основе сильноточных ускорителей и накопителей	62
The pulse slow neutrons sources on the base of strong current accelerators and accumulators	

Бельковец В.А., Попов В.П., Рябцов А.В., Руденко В.Т., Смирнов В.Л., Фадеев В.И., Чекаташ И.А. Модернизация линейного ускорителя ЛУЭ-40 - инжектора ИБР-30	67
Modernization of the linear accelerator LEU-40 of the injector of IBR-30	
Ставиский Ю.Я. Генерация интенсивных импульсных потоков тепловых нейтронов с помощью ускорителей на сверхвысокие энергии	72
Generation of the intense pulse fluxes of thermal neutrons by means of superhigh energy accelerators	
Бажан А.Н., Закиров Б.С., Зыкин Л.М., Капица С.П., Цепеняк Ю.М. Импульсный источник нейтронов на основе 30-МэВ микротрона...	76
The pulse neutron source on the base of the 30 MeV-microtron	
Боховко М.В., Володин В.И., Глотов А.И., Лудкин Н.И., Канаки В.Н., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Романов В.А. Импульсный режим работы электростатического ускорителя ЭГ-1 ФЭИ	81
The pulse regim of electrostatic accelerator EG-1 FEI	
Доничкин А.Г., Смирнов А.Н., Эйсмонт В.П. Регистрация осколков деления при помощи тонкопленочных пробойных счетчиков	86
Detection of fission fragments by means of fine film proton counters	
Пасечник М.В., Исаев А.Г., Кисурян К.К., Кисловский В.Б., Колотый В.В., Кушнир И.И., Максимов Ю.К., Пашин В.А., Урин В.Н., Халдин С.Ф. Времяпролетный нейтронный спектрометр на У-240 с исполь- зованием естественной модуляции пучка заряженных частиц....	91
The time-of-flight neutron spectrometer at U-240 with using of natural modulation of charged particle beam	
Блянов М.В., Витенко В.А., Кривич В.И. Низкофоновый метод прецизионных измерений спектров нейтронов в киловольтной области энергий	96
A low background method of precise neutron spectra measurements in keV energy range	

Бурцев В.А., Дятлов В.Д., Литуновский В.Н., Попытаев А.Н., Титов В.А.	
Нейтронное излучение импульсной термоядерной установки "УТРО"	100
Neutron emission from the pulse thermonuclear device "UTRO"	
Бурцев В.А., Дятлов В.Д., Кузьмин В.А., Попытаев А.Н.	
Детекторы для исследования нейтронного излучения термоядерных установок	105
The detectors for the investigations of neutron emission from thermonuclear devices	
Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С., Сидоров Н.И.	
О повышении эффективности измерений σ_t с высоким энергетическим разрешением на ускорителях непрерывного действия	110
On the effectiveness improvement of high resolution σ_t measurements with continuous action accelerators	
Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Казаков Л.Е., Тимохов В.М.	
Применение метода взвешивания в экспериментах по измерению сечений радиационного захвата нейтронов	114
The application of pulse height weighting method for capture cross-sections measurements	
Александров Б.М., Королев Е.В., Крамаровский Я.М., Ложкомоев Г.Е., Матвеев В.Г., Петряк К.А., Прусаков А.Г., Сорокина А.В., Шлямин Э.А.	
Абсолютные измерения $\bar{\nu}(^{252}\text{Cf})$ методом марганцевой ванны....	119
Absolute measurements of $\bar{\nu}(^{252}\text{Cf})$ using the manganese bath method	
Ковалев В.П., Исаев В.И.	
Расчет выхода фотонейтронов при облучении толстых мишеней электронами с энергией 10-150 МэВ	124
The calculation of photoneutron yields from the thick targets irradiated by 10-150 MeV electrons	
Гулько В.М., Книжник Е.И., Тощий Ю.И.	
Тритиевая мишень с подпиткой	130
The tritium target with loading	

- Бельский Е.М., Иевлев С.М., Летов В.Н., Назаров В.М., Середенко Э.А., Сташная С.В., Храпачевский В.Н.
Результаты физических и радиобиологических исследований на источниках быстрых нейтронов для лучевой терапии I34
 The results of physical and radiobiological studies with fast neutron sources for the purposes of radiation therapy
- Немцлов Д.А., Селицкий Д.А., Соловьев С.М., Фунштейн В.Б., Хлебников С.В.
Изменения в потоке и спектре энергий нейтронов при эксплуатации дейтерий-титановых и тритий-титановых мишеней I39
 Neutron flux and energy-spectrum changes during the exploitation of D-Ti and T-Ti targets
- Дехтяр М.И., Применко Г.И., Стрижак В.И.
Двухслойные набеивные мишени для D-D реакции I44
 The two lay beam loading targets for D-D reaction
- Кученко Н.К., Таровик Э.Г., Трунов В.А., Ульянов В.А., Ягуд Р.З.
Поляризацонный фильтр тепловых нейтронов на основе сплава $\text{SmCo}_{3,3}$ I49
 The polarization filter of thermal neutrons on base $\text{SmCo}_{3,3}$ alloy
- Боровикова Н.В., Булкин А.П., Гукасов А.Г., Драбкин Г.М., Егоров А.И., Казерашвили В.Я., Кудряшев В.А., Окороков А.И., Рунов В.В., Сыроматников В.Г., Харченко В.П., Щebetов А.Ф.
Развитие в ЛИНФ метода получения пучков поляризованных тепловых нейтронов зеркальным отражением I54
 Development in the LNFPI AS USSR of generation method of polarized thermal neutron beams by mirror reflection
- Корнилов В.В., Назаров В.М., Сысоев В.П., Шамчук В.П.
Характеристики зеркальных нейтронотодов, изготовленных из стекла типа FLOAT I58
 The mirror characteristic of neutron guides made from glass FLOAT
- Вайшане Л.А., Ильин А.И., Ковшеванный Г.Г., Котов А.А., Солякин Г.Е., Нойберт В.
Применение плоскостараллельных лавинных детекторов для измерения полных сечений деления ядер I65
 Application parallel-plane avalanche detectors in total fission cross-section measurements

- Андреев А.В., Волобуев И.В., Голубчиков В.В., Гранаткин Б.В.,
Исаков А.И.
 Детектор нейтронов с энергией более 10 МэВ 170
 Neutron detector for energies above 10 MeV
- Кадкин Е.П., Лещенко Б.Е., Шарберт Т.
 Медленные сцинтилляторы в методе времени пролета 175
 Slow scintillators in time-of-flight method
- Ключкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын Е.Н.
 Спектрометр для исследования энергетических спектров и
 угловых распределений протонов из реакций, возникающих
 под действием нейтронов с энергией 14,1 МэВ 177
 Spectrometer for investigation of energetic spectra and
 angular distributions of protons emitted in reactions
 induced by 14.1 MeV neutrons
- Дроздецкий Л.Г.
 Совершенствование методики измерения времяпролетных
 спектров реакций (n, n') и $(n, 2n)$ 182
 Improvement of measurement method of time-of-flight
 spectra for (n, n') , $(n, 2n)$ reactions
- Дегтярев А.П., Козырь Ю.Е., Прокопец Г.А.
 Установка для экспериментов с нейтронами $E_0=14+15$ МэВ 186
 Arrangement for experiments with neutrons $E_0=14+15$ MeV
- Александров Д.В., Ковригин Б.С., Пальшау И.О., Фролов Е.А.
 Исследование и улучшение параметров времяпролетного
 спектрометра для изучения реакций (n, n') и $(n, 2n)$ 189
 Investigation and improvement of time-of-flight spectrometer
 parameters for study of (n, n') and $(n, 2n)$ reactions
- Дроздецкий Л.Г., Ковригин Б.С.
 Времяпролетный спектрометр быстрых нейтронов 194
 Fast neutrons time-of-flight spectrometer
- Александров Д.В., Ковригин Б.С.
 Аналитический метод введения поправки на многократное
 рассеяние в спектры реакций (n, n') и $(n, 2n)$ 199
 Analytical method of introduction of the multiple scattering
 correction into (n, n') and $(n, 2n)$ -reaction spectra

Александров Д.В., Ковригин Б.С.	
Особенности учета фона и функции отклика спектрометра при обработке спектров реакций (n,p) и (n,np)	204
Peculiarities of taking into account of background and spectrometer response function in processing of the (n,p) - and (n,np) -reaction spectra	
Александров Д.В., Ковригин Б.С., Пальшай И.О., Фролов Е.А.	
Пакет прикладных программ обработки спектров реакций (n,n') и $(n,2n)$	209
Packet of applied programs for (n,n') - and $(n,2n)$ -reactions spectra processing	
Александров Д.В., Ковригин Б.С.	
Метод параметризации спектров реакций (n,x) и (n,nx) на DT-нейтронах	214
A method of parametrization of (n,x) and (n,nx) reactions spectra measured with DT-neutrons	
Кашуба И.Е., Голубова А.А.	
Автоматическая аппроксимация данных эксперимента по принципу наименьших квадратов	219
Automatic approximation of experimental data by the least squares method	
Кравцов В.В.	
Влияние самопоглощения на интенсивность спектральных γ -линий в излучателях с неравномерным распределением активности	224
The influence of selfabsorption on the intensity of spectral lines from the emitters with non uniform activity distributions	
Зайкин Г.Г.	
Анализ гамма-спектров, измеренных спинтиллиационным спектрометром с кристаллом NaI(Tl)	229
The analysis of gamma-spectra measured by a NaI(Tl) spectrometer	
Кириллов-Угрюмов М.В., Ляпидевский В.К., Прорвич В.А., Шарак М.И.	
О применении метода малых выборок для спектрометрии импульсных потоков быстрых нейтронов плазмы	234
On the application small selections in the spectrometry of the pulsed fluxes of plasma fast neutrons	

Моргунов Э.И., Полянский А.Л., Поярков В.А., Стрижак В.И. Анализ фоновых гамма-линий, наблюдающихся в экспериментах с нейтронами (1-10 MeV)	238
The analysis of background gamma-lines observed in the experiments with 1+10 MeV neutrons	
Душин В.Н., Флятенков А.А. Об учете эффектов конечной геометрии в экспериментах по изучению реакций типа $(n, n'\gamma)$	242
On taking into account of finite geometry effects in the $(n, n'\gamma)$ -reaction experiments	
Харитонов И.А. Возрастание потока нейтронов $^{239}\text{Pu-Be}(\alpha, n)$ -источников во времени из-за накопления америция	245
Flux $^{239}\text{Pu-Be}(\alpha, n)$ -source time increasing by means of Am accumulation	
Артемьев В.К., Мякишев Г.А., Филиппов В.В. Расчетный анализ пропускания нейтронов через облученный твэл	249
Calculation analysis of neutron transmission coefficients of spent pin	
Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Лютостанский Ю.С. Анализ результатов расчета радиационных характеристик облученного топлива в тепловых реакторах	254
Calculation analysis of radiative characteristics of spent nuclear fuel from thermal and fast nuclear reactors	
Бурлаков В.Д., Колмычков Н.В., Лебедев С.Г., Лобашев В.М., Сидоркин С.Ф., Стависский Ю.Я., Тавхелидзе А.Н., Булжин Ю.М., Бовин А.П., Лобанов В.С., Смирнов В.С., Хрястов Н.А. Интенсивный импульсный источник нейтронов на основе протонного пучка мезонной фабрики ИЯИ АН СССР	259
Intensive pulse neutron source on base proton flux from meson plant	
Рамендик Э.А., Шеболев В.Т. О результатах участия СССР в международных сличениях эталонов плотности потока нейтронов	266
On the results of USSR participation in the international comparison of neutron flux density standard	

Шеболов В.Т., Рамендик З.А.	
Предварительные исследования полей нейтронов с энергией 2,5 и 14 МэВ	270
Neutron field precise investigations at energy 2,5 and 14 MeV	
Велявкин В.С., Воронин А.С., Никитин И.Г., Соловьев С.М., Солошенко П.С., Федотов П.И.	
Активационные детекторы для измерения нейтронных потоков на основе делящихся изотопов	275
Activation detectors on the base fissionable isotopes for neutron flux measurements	
Мещеряков Р.П., Яковлев Б.М.	
О возможности комплексного проведения элементарного анализа нейтронно- и гамма-активационными методами на сильноточном ускорителе	280
On the possibility to carry out complex element analysis by neutron and γ -activation methods on base strong current accelerator	
Иванов В.И., Карин Л.В., Крошкин Н.И., Назаренко В.И., Сафонов В.А.	
Методика и программа расчета для определения количества ядер при нейтронно-спектрометрическом анализе	285
Method and calculation programs of nuclear quantity definition in neutron-spectrometrical analysis	
Иванов В.М., Карин Л.В., Крошкин Н.И., Назаренко В.И., Сафонов В.А.	
Возможности нейтронно-спектрометрического метода анализа...	290
The possibilities of neutron-spectrometrical analysis	
Мещеряков Р.П., Яковлев Б.М., Яковлев М.Р., Васина Т.Н.	
Сильноточные электронные ускорители как импульсные источники нейтронов	294
The strong current electron accelerators as pulse neutron sources	
Кравцов В.В.	
Излучатели конечных размеров в близкой геометрии наблюдения	299
The finite dimension radiators in close geometry of observa- tion	

- Исаев А.Г., Кисловский В.Б., Колотый В.В.
 Устройство автоматического управления спектрометрической
 аппаратурой в нейтронных экспериментах на пучках
 заряженных частиц 304
 Automatic installation for operating of spectrometric
 device in neutron experiments with charge particle
 beams
- Урин В.Н., Исаев А.Г.
 Быстрый дифференциальный дискриминатор с временной привязкой
 для сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов 309
 The fast-acting differential constant fraction discriminator
 for scintillation and semiconductor detectors
- Урин В.Н., Исаев А.Г.
 Генератор равновероятных амплитуд и временных интервалов
 для наладки и измерения характеристик спектрометрической
 аппаратуры 314
 The equally probable amplitude and time interval generator
 for regulation and measurement of spectrometric devices
- Афанасьев А.А., Григорьев В.П., Марченков В.В., Тубольцев Ю.В.,
 Щербачков О.А.
 Информационно-измерительная система нейтронного времяпролет-
 ного спектрометра "ИНЕИС" 319
 Information-measurement system of neutron time-of-flight
 spectrometer "GNEIS"
- Бобырь В.В., Бордуля А.П., Митрохин О.Е., Михницкий И.Б.,
 Шевченко В.А.
 Цифровой преобразователь время-код 324
 The digital converter time-code
- Дегтярев А.П., Козырь Ю.Е., Прокопец Г.А.
 Устройство подавления фона при регистрации нейтронов
 сцинтилляционным детектором 328
 The suppression background device at neutron registration
 by scintillation detector
- Марин С.В., Орлов В.В., Шаталов Г.Е., Стависский Ю.Я.,
 Смиренкин Г.Н.
 Образование ^{237}Np в урановой бланкете гибридного
 термоядерного реактора 331

237Np forming in uranium hybrid thermonuclear reactor
blanket

Алтарев И.С., Борисов Ю.В., Брайдин А.Б., Ежов В.Ф.,
Иванов С.Н., Кунстман Г.К., Лобашев В.М., Назаренко В.А.,
Рябов В.Л., Серебров А.П., Тальдаев Р.Р.

Жидководородный источник ультрахолодных нейтронов..... 336
The liquid-hydrogen ultracold neutron source

Бразулев Д.П., Ничинский Н.А., Станик А.М., Чупанова Л.И.

Автономные криогенные мишени для нейтронно-физических
экспериментов 342
The autonomous cryogenic neutron physical experiment
targets

Заключительное слово. Closing word. Л.Н.Усачев 348

Памятка автору 354

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике

Киев, 15-19 сентября 1980 г.

Часть 4

Ответственный редактор Т.Н. Артемова

Подписано в печать 16.12.80 Т19216 Формат 60x84 1/16
Офсетная печать. Усл.печ.л. 20,23. Уч.-изд.л. 18,4. Тираж 500 экз.
Зак. тип. № 1295

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
119146, Москва, Г-146, а6/ящ 584

1 р. 84 к.

**Нейтронная физика. Часть 4 (Материалы 5-й Всесоюзной
конференции по нейтронной физике, Киев,
15—19 сентября 1980 г.), М., 1980, 1—368.**