

INDC(ССР)-169/G



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

VOL IV

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Часть 2

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 2

Москва - ЦНИИАтоминформ - 1980

DISCLAIMER

Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. Ч.2.- М.: ЦНИИатоминформ, 1980.- 328 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 ЦНИИатоминформ 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.Манюхин

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

Секция П *

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Председатели: О.А.Сальников
В.И.Попов

Ученый секретарь В.В.Колотый

О ВЛИЯНИИ КОНКУРИРУЮЩИХ УРОВНЕЙ НА УГЛОВЫЕ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ γ -КВАНТОВ В РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$

В.Д.Авчуков, К.А.Баскова, Л.И.Говор, А.М.Демидов

(НИИЯФ МГУ, ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Найдено, что угловое распределение γ -квантов из $(n, n'\gamma)$ реакции существенно зависит от положения и характеристик конкурирующих уровней, когда влияние соседних состояний на заселяемость каждого подсостояния исходного уровня становится сравнимым с различием в заселяемостях самих подсостояний.

It has been found that the γ -quantum angular distribution from $(n, n'\gamma)$ reaction depends strongly upon the position and characteristics of the competitive levels when the influence of the neighbouring levels on the initial state becomes comparable with the difference in population of the substates themselves.

По статистической теории сечение возбуждения уровня в реакции $(n, n'\gamma)$ существенно зависит от наличия соседних уровней, которые могут возбуждаться при данной энергии нейтронов. При этом влияние соседних уровней тем больше, чем меньше различие в угловых моментах и чем ближе они расположены к данному уровню. Конкуренция соседних уровней должна сказываться и на угловых распределениях γ -квантов.

При неупругом рассеянии быстрых нейтронов ядро оказывается частично ориентированным относительно направления пучка нейтронов. Проекция углового момента возбужденного уровня на это направление образует его магнитные подсостояния. Соответственно угловое распределение γ -квантов будет определяться относительными заселяемостями (парциальными сечениями возбуждения) подсостояний исход-

* Продолжение. Начало см. в ч. I.

ного в гамма - переходе уровня. Наблюдаемое в эксперименте угловое распределение гамма-квантов складывается из угловых распределений, соответствующих этим подсостояниям. В рамках формализма Хаузера-Фешбаха-Молдауэра сечение возбуждения подсостояния зависит от расположения и квантовых характеристик конкурирующих подсостояний соседних уровней. Изменение характеристик конкурирующего уровня приводит к изменению числа и характеристик его подсостояний и соответственно к перераспределению относительных заселяемостей подсостояний исходного для γ -перехода уровня. Поскольку схемы уровней ядер иногда установлены недостаточно полно, важно установить, в какой степени положение и характеристики соседних уровней влияют на угловое распределение γ -квантов.

Проведенные нами с использованием формализма Хаузера - Фешбаха- Молдауэра многочисленные расчеты угловых распределений γ -квантов и "б-эллипсов" в координатах a_2 и a_4 (коэффициенты в разложении по полиномам Лежандра при $a_0 = 1$) для переходов смешанного типа показывают, как правило, слабую зависимость расположения и формы "б-эллипсов" от характеристик соседних уровней. Так, например, для γ -переходов с вариацией a_2 в диапазоне от $-0,5$ до $+0,5$ и a_4 от 0 до $|0,15|$ влияние соседнего уровня на a_2 составляет менее 5%. Однако при малых размерах "б-эллипсов" ($-0,02 < a_2 < +0,02$), что часто встречается в нечетных ядрах с большими моментами основного состояния, мы обнаружили случаи сильного воздействия характеристик соседних уровней на "б-эллипс". В частности, такое явление было обнаружено нами для ядер ^{165}Ho и ^{127}I .

На рис.1 (верхняя часть рисунка) приведены "б-эллипсы" для гамма-перехода с уровня $\text{II}40$ кэВ с $\mathcal{J}^\pi = 7/2^+$ ядра ^{165}Ho в основное состояние ($\mathcal{J}^\pi = 7/2^-$) в предположении, что соседний уровень $\text{I}080$ кэВ имеет характеристики соответственно $5/2^+$, $7/2^+$ и $\text{II}/2^+$. Как видно из рисунка, параметры "б-эллипсов" изменяются существенно.

Обычно для γ -переходов между уровнями с одинаковыми характеристиками "б-эллипсы" очень близки. Однако для γ -перехода в ^{127}I с уровня 375 кэВ ($5/2^+$) в состояние с $\mathcal{J}^\pi = 3/2^+$ значение $\delta = 1,0$ лежит при $a_2 = 0,024$ и $a_4 = 0,001$, а для аналогичного γ -перехода $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$ с уровня

140I кэВ значение $a_2 = 0,065$ и $a_4 = -0,006$.

Известно также, что на угловом распределении γ -квантов слабо сказывается четность исходного состояния. Это справедливо для "б-эллипсов" с большим интервалом изменения a_2 и a_4 . Так, например, для переходов $3^+ \rightarrow 2^+$ и $3^- \rightarrow 2^+$ в четно-четном ядре "б-эллипсы" отличаются менее, чем на 5% по координате a_2 . В случае же малых параметров "б-эллипсов" это утверждение несправедливо. На рис. I (нижняя часть рисунка) даны "б-эллипсы" для γ -перехода в ^{165}Ho со уровня II40 кэВ в основное состояние, но уже в предположении, что для этого уровня $J^\pi = 7/2^-$. Эллипсы даны для двух значений характеристик соседнего уровня I080 кэВ ($7/2^+$ и $11/2^+$). Сравнение верхней и нижней частей рис. I указывает на сильное влияние четности исходного уровня в γ -переходе.

Для рассмотрения влияния расстояния между конкурирующими уровнями энергии уровня II40 кэВ ($J^\pi = 7/2^-$) была изменена на I540 кэВ, т.е. уровень был отодвинут от уровня I080 кэВ ($J^\pi = 7/2^+$) на 400 кэВ. При этом для $b = -2,0$ значение a_2 изменилось с $-0,025$ на $-0,014$ и изменился знак a_4 .

Нам был проведен расчет относительных заселяемостей подсостояний уровня II40 кэВ ($7/2^+$) при различных характеристиках соседнего уровня I080 кэВ ($J^\pi = 5/2^+$, $7/2^-$ и $11/2^+$). Расчеты проводились методом, предложенным в работе [1], где заселяемость подсостояний $P(m)$ определялась через значения a_2 и a_4 для выбранного значения b . Как видно из таблицы I, наблюдается в среднем одинаковая заселяемость всех подсостояний (соответственно малая анизотропия в угловом распределении) и различие в заселяемостях сравнимо с их вариациями при изменении углового момента конкурирующего уровня. Последнее обстоятельство и вызывает резкое изменение параметров "б-эллипсов" при изменении характеристик и положения соседних уровней.

Для сравнения в столбце "а" таблицы 2 приведены относительные заселяемости подсостояний уровня 2400 кэВ (3^-) ядра ^{120}Sn . В этом случае наблюдается доминирующее заселение подсостояний с $m = 0$ и I. В столбце "в" даны заселяемости этого же уровня в случае уменьшения параметров б-эллипсов на 5%. Эта величина (5%) примерно отражает влияние положения и характеристик соседних уровней и четности состояний. Сравнение столбцов "а" и "в" таблицы 2 показывает относительно слабое

перераспределение заселяемостей подсостояний.

Из рассмотренного эффекта можно сделать два вывода:

1. При проведении расчетов "б-эллипсов", когда заселенности подсостояний уровня сравнимы между собой ("б-эллипсы" малы), необходимо знать положение и характеристики всех близлежащих уровней.

2. В случае измерения угловых распределений γ -квантов с достаточно высокой точностью можно рассматривать вопрос о нахождении из них четности исходного состояния или характеристик соседнего уровня.

Таблица I

Относительные заселяемости подсостояний уровня II40кэВ ($7/2^+$) ^{165}Ho в зависимости от характеристики соседнего уровня I080 кэВ ($5/2^+$)

$E_{ур} = I080 \text{кэВ}$	$J^\pi = 5/2^+$	$7/2^+$	II/2 ⁺
P (m)	%	%	%
P (I/2)	24,1	20,7	19,8
P (3/2)	24,9	25,4	25,6
P (5/2)	25,8	31,6	30,9
P (7/2)	25,2	22,3	23,6

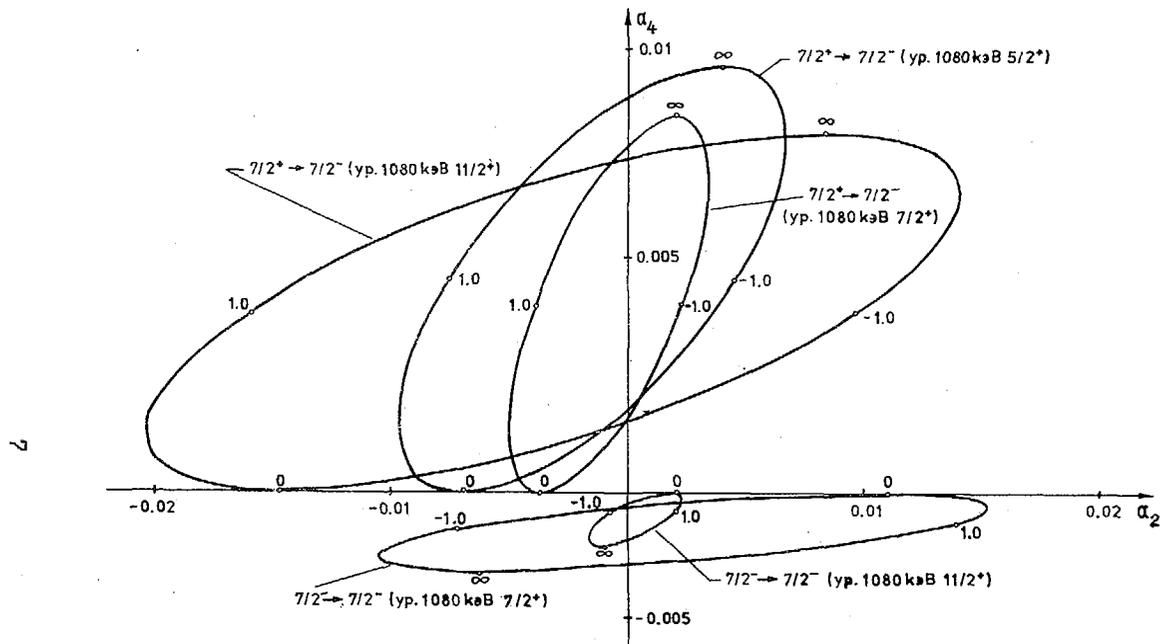
Таблица 2

Относительные заселяемости подсостояний P (m) уровня 2400 кэВ (3^-) в ^{120}Sn

	a	b
P (m)	%	%
P (0)	31,3	30,5
P (I)	48,2	47,2
P (2)	16,6	17,1
P (3)	3,9	5,2

Литература

I. P. Taras, Canad. J. Phys., 49, 328 (1971)



Верхняя часть рисунка: "δ -эллипсы" для γ-перехода в ^{165}Lu Но с уровня II40 кэВ ($7/2^+$) в основное состояние ($7/2^-$) при различных угловых моментах соседнего уровня 1080 кэВ ($J^\pi = 5/2^+ ; 11/2^+$)

Нижняя часть рисунка: "δ -эллипсы" для γ-перехода в ^{165}Lu Но с уровня II40 кэВ ($J^\pi = 7/2^-$) в основное состояние ($7/2^-$) при угловых моментах соседнего уровня 1080 кэВ ($J^\pi = 7/2^+$ и $11/2^+$)

СМЕСИ МУЛЬТИПОЛЕЙ В γ -ПЕРЕХОДАХ
116, 118, 120, 122, 124 Sn В (n,n' γ)-РЕАКЦИИ

А.М. Демидов, Л.И. Говор, О.К. Журавлев,
М.М. Комков, Ю.К. Черепанцев
(ИАЭ им. И.В. Курчатова)

Из угловых распределений γ -квантов в (n,n' γ)-
реакции определены смеси мультиполей γ -переходов
116, 118, 120, 122, 124 Sn.

Multipole mixing ratios in the γ -transitions
have been found from γ -quantum angular distribu-
tions in 116, 118, 120, 122, 124 Sn (n,n' γ) reaction.

Угловые распределения γ -квантов из 116-124 Sn (n,n' γ)-реакции
измерялись на пучке быстрых нейтронов реактора ИРТ-М ИАЭ им.И.В.
Курчатова. Описание методики исследования дано в работе [1]. Резуль-
таты для угловых распределений γ -квантов $2_2^+ - 2_1^+$ переходов в этих
изотопах опубликованы нами в [1], а результаты по измерению γ -спек-
тров в реакции (n,n' γ) при угле $\theta = 90^\circ$ между пучком нейтронов и
направлением регистрации γ -квантов - в Атласе [2]. В таблице I при-
ведены основные экспериментальные результаты, полученные из угловых
распределений для переходов смешанного типа. Параметры смеси мульт-
иполей $\delta = \sqrt{E_2/M_1}$ или $\sqrt{M_2/E_1}$ определялись из сравнения эксперимен-
тальных значений a_2 и a_4 (угловые распределения аппроксимировались
функцией $W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta)$ из полиномов Лежандра) с теоре-
тическими, рассчитанными при различных δ . Теоретические расчеты вы-
полнялись с использованием формализма Хаузера-Фешбаха-Молдауэра для
эффективных значений энергий налетающих нейтронов. Эти энергии для
уровней с угловыми моментами $J \leq 3$ принимались равными $E_{ур} + 0,85$ МэВ,
а для уровней с $J \geq 4 - E_{ур} + 1,0$ МэВ [1].

Параметры для $2_2^+ - 2_1^+$ переходов. Данные о δ для таких перехо-
дов собраны в верхней части таблицы I. С возрастанием энергии воз-
буждения 2^+ уровней ожидается увеличение вклада в них отдельных двух-
квантовых возбуждений и соответственно увеличение вклада M1 -
компоненты в $2_2^+ - 2_1^+$ переходы, если в 2_1^+ состоянии входят те же двух-

Параметры δ некоторых γ -переходов Таблица I
 II6-II24 Sn

Изотоп	E_γ , кэВ	E_i , кэВ	$J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f}$	δ
II6 Sn	931,6	2224,8	$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	$-(0,02 \pm 0,10)$ или $2,7 \pm 0,7$
	1356,4	2649,7	$2_5^+ \rightarrow 2_1^+$	$0,13 \pm 0,13$ или $1,8 \pm 0,6$
	1793,6	3087,2	$2_7^+ \rightarrow 2_1^+$	$-0,02 \pm \delta \leq 2,5$
II8 Sn	1448,2	2677,8	$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	$-0,08 \pm \delta \leq 2,8$
I20 Sn	1184,2	2355,3	$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	$0 \leq \delta \leq 2,2$
	1249,6	2420,9	$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	$-10 \leq \delta \leq -0,53$
I22 Sn	1275,5	2416,3	$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	$-1,1 \leq \delta \leq 0,05$ или $-30 \leq \delta \leq -2,5; \delta \geq 30$
I24 Sn	1571,3	2702,9	$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	$-0,4 \leq \delta \leq -0,11$ или $3,2 \leq \delta \leq 100; \delta \geq 100$
II6 Sn	972,5	2265,8	$3_1^- \rightarrow 2_1^+$	$0,09 \pm 0,04$
I20 Sn	1229,0	2400,3	$3_1^- \rightarrow 2_1^+$	$0,00 \pm 0,04$
I22 Sn	1352,5	2493,2	$3_1^- \rightarrow 2_1^+$	$0,04 \pm 0,04$
I24 Sn	1470,9	2602,4	$3_1^- \rightarrow 2_1^+$	$0,13 \pm 0,08$
II6 Sn	407,4	2772,8	$6_1^- \rightarrow 5_1^-$	0,005 (40)
II8 Sn	452,4	2773,9	$4,6 \rightarrow 5_1^-$	$J=4, \delta=0,17(8)$
				$J=6, \delta=-0,04(4)$
I20 Sn	411,4	2696,8	$4,6 \rightarrow 5_1^-$	$J=4, \delta=0,04(4)$
				$J=6, \delta=0,05(3)$
I22 Sn	405,8	2651,3	$4,5,6 \rightarrow 5_1^-$	$J=4, \delta=0,03(6)$
				$J=5, \delta=-(2,0 \pm 0,5)$
				$J=6, \delta=0,06(5)$
I24 Sn	409,8	2614,1	$4,5,6 \rightarrow 5_1^-$	$J=4, \delta=-(5,5 \pm 2,8)$ или $-0,06(9)$
				$J=5, \delta \geq 45$ или $\delta=-(0,9 \pm 0,3)$
				$J=6, \delta=0,12(6)$

квазичастичные возбуждения. Результаты по δ для таких переходов, приведенные в таблице I, в большинстве случаев не противоречат этому ожиданию. Однако чистыми двухквазичастичными возбуждениями рассматриваемые уровни считать нельзя, так как запрет на MI - переходы с этих уровней по сравнению с одночастичными оценками еще не снимается. В частности, $2_{1/2}^+$ - уровни высвечиваются со сравнительно большой вероятностью E2-переходами в основное состояние. При одночастичных переходах отношение $I_{\gamma}(M1, 2_{1/2}^+ \rightarrow 2_{1/2}^+) / I_{\gamma}(E2, 2_{1/2}^+ \rightarrow 0_{1/2}^+)$ должно быть равно ≈ 20 , а наблюдаемые значения этих отношений ≈ 1 .

Параметры δ для $3_{1/2}^- \rightarrow 2_{1/2}^-$ - переходов. Полученные значения δ подтверждают преимущественный E1 - характер таких переходов.

Параметры δ для $4, 5, 6 \rightarrow 5^-$ - переходов. В спектрах γ -излучения $^{116-124}\text{Sn}$ из $(n, n'\gamma)$ - реакции были обнаружены интенсивные γ -переходы с энергией менее 0,5 МэВ. Исходя из величин заселяемостей уровней, мы предположили, что эти переходы оканчиваются в состояниях $5_{1/2}^-$ (табл. 1). Отсутствие конкурирующих переходов с вводимых таким образом уровней заставляет предположить, что рассматриваемые γ -линии соответствуют почти чистым MI - переходам с состояний 4^- или 6^- , обусловленных нейтронными конфигурациями $(h_{11/2} s_{1/2})$ и $(h_{11/2} d_{3/2})$. К сожалению, угловые распределения для чистых MI - переходов с уровней 4^- и 6^- на $5_{1/2}^-$ - состояние близки и не позволяют выбрать однозначно величину углового момента J для исходного уровня. Значение $J^{\pi} = 7^-$ для него следует исключить, исходя из величин заселяемости введенных состояний и характера наблюдаемых угловых распределений. По последней причине значение $J = 5$ исключено в изотопах $^{118, 120}\text{Sn}$. К сожалению, положение 4^- - уровней в отличие от 5^- и 7^- - состояний в рассматриваемых изотопах неизвестно. Характеристики 6^- были приписаны уровню 2772.8 кэВ в ^{116}Sn [3] и предположительно уровням 2750.2, 2652.4 и 2568.0 кэВ в $^{120, 122, 124}\text{Sn}$ соответственно [4]. Эти состояния разряжаются γ -переходами на нижележащие 5^- и 7^- - уровни. Соответствующие γ - переходы наблюдаются в спектрах из $(n, n'\gamma)$ - реакции с отношением интенсивностей, совпадающим с данными из

β - распада [4]. Исключение составляет ^{122}Sn . Высокая интенсивность γ -перехода 405,8 кэВ в ($n, n'\gamma$) - реакции указывает на то, что лишь $\approx 20\%$ этого перехода относятся к высвечиванию $(6)^-$ - уровня, остальную часть мы приписываем высвечиванию состояния 2651.3 кэВ. Если пренебречь возможным каскадным заселением введенных нами уровней, то их наблюдаемые заселяемости совпадают с теоретическими при значениях $J = 4$ и примерно вдвое превосходят рассчитанные при $J = 6$. Следует также отметить, что для известных уровней $(6)^-$ имеет место согласие теоретических и экспериментальных значений заселяемостей. Т.о. велика вероятность, что введенные уровни в $^{120}, ^{122}, ^{124}\text{Sn}$ являются 4^- - состояниями.

Характеристики уровней $^{116-124}\text{Sn}$.

Приведенные в таблице I результаты не исчерпывают всех данных, полученных в настоящей работе из угловых распределений γ - квантов. Она содержит сведения только о смешанных переходах. В таблице 2 собраны выводы о характеристиках уровней, которые следуют из угловых распределений для других γ переходов. Эти данные разделяются на две категории. К первой относятся случаи, когда мы однозначно определяем характеристики, привлекая дополнительно данные о заселяемости и схемах высвечивания состояний (помечены - "одн."). В не отмеченных знаком "одн." случаях угловые распределения не противоречат известным характеристикам.

Таблица 2

Данные о характеристиках уровней $^{116-124}\text{Sn}$

Изотоп	Энергия	Спин	Одно-знач.	Изотоп	Энергия	Спин	Одно-знач.
^{116}Sn	1293,3	2^+	одн.	^{120}Sn	1171,3	2^+	одн.
	1756,7	0^+	"		2097,2	2^+	"
	2027,1	0^+	"		2159,7	0^+	"
	2111,9	2^+	"		2194,2	4^+	"
	2585,1	2^+	"		2355,3	2^+	"
	3046,1	4^+	"		2420,9	2^+	"
	2523,6	4^+	"				
	2801,1	4^+	"				

Окончание табл.2

118 <i>Sn</i>	1229,7	2 ⁺	одн.	122 <i>Sn</i>	1140,7	2 ⁺	одн.
	2043,1	2 ⁺	"		2088,0	0 ⁺	"
	2056,9	0 ⁺	"		2142,3	4 ⁺	"
	2328,2	2 ⁺	"		2416,3	2 ⁺	"
	2402,9	4 ⁺	"		2735,0	2 ⁺	"
	2489,0	4 ⁺	"	124 <i>Sn</i>	1131,0	2 ⁺	"
	2497,6	0 ⁺	"		2101,4	4 ⁺	"
	2677,8	2 ⁺	"		2192,4	0 ⁺	"
	2904,8	2 ⁺	"		2221,4	4 ⁺	"
	3058,7	2 ⁺	"		2426,5	2 ⁺	"

Список литературы

1. А.М.Демидов, Л.И.Говор, О.К.Журавлёв, М.М.Комков, В.А.Куркин, И.Б.Шукалов.-ИФ., 28, 870.(1978).
2. А.М.Демидов, Л.И.Говор, Ю.К.Черепанцев, Ш.Р.Ахмед, С.аль-Наджар, М.А.аль-Амили, Н.аль-Ассади, Н.Раммо.-Атлас спектров гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М., Атомиздат, 1978.
3. G. H. Carlson, W. L. Talbert, Jr., S. Raman.-Nuclear Data Sheets, 14, 247.(1975).
4. B. Fogelberg and P. Carlé.-Nucl. Phys., A323, 205.(1979).

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ γ -КВАНТОВ ПРИ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ
ЭНЕРГИИ 14,6 МэВ ЯДРАМИ $^{64,66,68}\text{Zn}$ И ^{115}In

С.Главач

(Институт физики, Братислава, Чехословакия)

А.П.Дегтярев, Г.А.Прокопец

(КТУ)

Измерены дифференциальные сечения выхода некоторых γ -лучей, возбужденных в реакциях $^{115}\text{In}(n, \chi\gamma)$ и $^{64,66,68}\text{Zn}(n, n'\gamma)$ при энергии падающих нейтронов $E_0 = 14,6$ МэВ. Оценены полные сечения неупругого рассеяния нейтронов для изотопов цинка. Наблюдаемые изотопные различия в угловых распределениях γ -квантов обсуждаются на основе простой модели статистического каскада заселения низлежащих уровней.

Differential cross sections have been measured for the production of some γ -rays following the $(n, n'\gamma)$ and $(n, 2n\gamma)$ reactions on the nuclei $^{64,66,68}\text{Zn}$ and ^{115}In at $E_0 = 14,6$ MeV. The neutron inelastic scattering cross section for Zinc isotopes have been evaluated. The isotope dependence of the angular distributions of the γ -rays is discussed in terms of the primitive statistical cascade model.

В докладе сообщаются результаты измерений угловых распределений γ -переходов $2^+_1 \rightarrow 0^+$ между первыми возбужденными и основными состояниями изотопов $^{64,66,68}\text{Zn}$ при неупругом рассеянии нейтронов с энергией $E_0 = 14,6$ МэВ. Были измерены также дифференциальные сечения выхода некоторых γ -лучей, сопровождающих реакции $^{115}\text{In}(n, 2n)$, ^{114}In и $^{115}\text{In}(n, n')$, ^{115}In , под углами $\theta = 90^\circ$ и 165° . Результаты представлены в табл. I и 2 для индия и цинка соответственно. Как видно из табл. I, угловая анизотропия для наблюдавшихся γ -лучей в реакциях $^{115}\text{In}(n, \chi\gamma)$ практически отсутствует. В противоположность этому разрядка первых уровней четно-четных изотопов $^{64,66,68}\text{Zn}$, возбуждаемых в процессе $\text{Zn}(n, n'\gamma)$ под действием нейтронов $E_0 = 14,6$ МэВ, характеризуется наличием сильной угловой анизотропии (см. табл. 2). Т.о. спины ядер $^{64,66,68}\text{Zn}$, достигших первого возбужденного состояния ($J^{\pi} = 2^+$), сохраняют определенную долю полного вращивания, характерного для исходной составной системы. В представлении результатов измерений как совокупности коэффициентов разложения дифференциальных сечений в ряд по полиномам Лежанд-

Таблица I

Энергии и дифференциальные сечения выхода $\frac{dG_r(\theta)}{d\Omega}$ (мон/стерад) некоторых γ -линий, возбуждаемых нейтронами $E_0 = 14,6$ МэВ в реакциях $^{115}\text{Jn}(n, \alpha n\gamma)$

$E_\gamma \pm \Delta E_\gamma$ кэВ	Реакция	$\frac{dG_r(\theta)}{d\Omega}$ (%)		$\mathcal{A} = \frac{\frac{dG_r(165^\circ)}{d\Omega} - \frac{dG_r(90^\circ)}{d\Omega}}{\frac{dG_r(90^\circ)}{d\Omega}}$
		$\theta = 90^\circ$	$\theta = 165^\circ$	
288,0 \pm 0,6	$n, 2n$	9,7 (6,9)	8,9 (9,4)	-8,2 $\cdot 10^{-2}$
339,1 \pm 0,7	"	4,2 (8,7)	4,4 (8,5)	+4,8 $\cdot 10^{-2}$
451,3 \pm 0,5	"	6,8 (II)	7,6 (II)	+11,8 $\cdot 10^{-2}$
1132,6 \pm 1,4	n, n'	4,6 (2I)	4,3 (35)	-6,5 $\cdot 10^{-2}$
1291,0 \pm 1,5	"	6,8 (I4)	6,7 (I6)	-1,5 $\cdot 10^{-2}$

Таблица 2

Дифференциальные сечения выхода $\frac{dG_r(\theta)}{d\Omega}$ (мон/стерад) некоторых γ -линий, возбуждаемых нейтронами $E_0 = 14,6$ МэВ при неупругом рассеянии ядрами изотопов цинка

E_γ , кэВ	A Z	$\frac{dG_r(\theta)}{d\Omega}$ (%)					
		$\theta = 30^\circ$	$\theta = 55^\circ$	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 125^\circ$	$\theta = 150^\circ$	$\theta = 165^\circ$
992	^{64}Zn	34,8	36,0	32,4 (3,0)	35,5	39,4	46,9
808*	"	(5,2)	(6,0)	7,6	(5,0)	(6,1)	(7,6)
1039**	^{66}Zn	59,3	45,9	44,2 (3,5)	50,0	68,3	69,4
833	"	(5,0)	(7,3)	15,0 (6,8)	(4,9)	(7,2)	(7,5)
1077	^{68}Zn	43,6	31,1	22,5 (8,2)	24,6	30,9	40,3
806*	"	(9,9)	(9,2)	4,8	(14,3)	(14,6)	(8,2)

* Линии $E_\gamma = 806$ и 808 кэВ аппаратно не разрешены и сечения для них разделены согласно данным [47], полученным при возбуждении спектром нейтронов реактора.

** Внесена поправка на вклад реакции $^{67}\text{Zn}(n, 2n\gamma)^{66}\text{Zn}$.

$$\text{ра } \frac{dG}{d\Omega} = \frac{G_T}{4\pi} [1 + b_2 P_2(\cos\theta) + b_4 P_4(\cos\theta)]$$

экспериментальные величины коэффициентов b_k оказываются меньше коэффициентов b_k^{max} , определяющих угловое распределение при полном выстраивании

$$b_k = \alpha_k b_k^{\text{max}}$$

Коэффициенты b_k^{max} протабулированы в [2]. Сравнение с экспериментом позволяет извлечь факторы ослабления. Полученные в данной работе значения для $\alpha_2(2_1^+)$ и полные изотопные сечения σ_γ выхода соответствующих γ -квантов приведены в табл.3.

Таблица 3.

Параметры углового распределения и полные сечения неупругого рассеяния изотопами цинка нейтронов $E_0 = 14,6$ МэВ

AZ	$\alpha_2(2_1^+)$	$\sigma_\gamma(2_1^+ \rightarrow 0^+)$, мбн	$\sigma_{n'}$, мбн
^{64}Zn	0,31	440 ± 50	465
^{66}Zn	0,57	640 ± 73	640
^{68}Zn	0,67	360 ± 43	437
Zn			511

Обращает внимание тот факт, что ослабление для изотопов $^{66,68}\text{Zn}$ существенно меньше (примерно вдвое), чем для ^{64}Zn . При этом величина $\alpha_2(2_1^+)$ в случае ^{64}Zn близка к ее значению для аналогичного перехода в ядре ^{56}Fe при возбуждении нейтронами $E_0 = 14,6$ МэВ [1]. Большие факторы $\alpha_2(2_1^+)$ для $^{66,68}\text{Zn}$ несколько неожиданны, особенно в связи с сильным разориентирующим действием предшествующего перехода ($2_2^+ \rightarrow 2_1^+$), вклад которого в полное заселение уровня 2_1^+ довольно существен. В пренебрежении влиянием конкретной структуры низколежащих уровней, вклад доминирующей статистической компоненты может быть ориентировочно оценен. С этой целью аппроксимируем сплошные распределения по энергиям и угловым моментам частиц в статистическом каскаде дискретными, вводя соответствующие эффективные средние величины. Оценка средних энергий промежуточных состояний и энергий γ -квантов статистического этапа заселения первых уровней при неупругом рассеянии нейтронов $E_0 = 14,6$ МэВ [1] дает для среднего числа после-

довательных γ -переходов величину ≈ 2 . Таким образом, картина заселения первых уровней моделируется каскадом дискретных переходов с испусканием одного нейтрона и двух дипольных γ -квантов. Конкретный выбор эффективной последовательности спиновых промежуточных состояний $\langle J_i \rangle$ и уносимых моментов $\langle L_i \rangle$ можно сделать, принимая во внимание величину среднего углового момента $\langle L_0 \rangle$, вносимого налетающим нейтроном:

$$\langle J_0 \rangle \xrightarrow{\langle L_{in} \rangle} \langle J_1 \rangle \xrightarrow{1} \langle J_2 \rangle \xrightarrow{1} 2.$$

Каждый этап такого каскада приводит к величинам

$$\alpha_{\kappa}(J_f) = U_{\kappa}(J_i \rightarrow J_f) \frac{B_{\kappa}(J_i)}{B_{\kappa}(J_f)} \alpha_{\kappa}(J_i).$$

Здесь $B_{\kappa}(J_i)$ — статистический тензор полного выстраивания; $U_{\kappa}(J_i \rightarrow J_f)$ — ослабление выстраивания состояния J_f относительно J_i за счет предшествующего перехода L , который определен в [2].

Тогда вероятная усредненная "спиновая история" заселения состояния 2_1^+ изотопов $^{66,68}\text{Zn}$ в ходе неупругого рассеяния нейтронов $E_0 = 14,6$ МэВ может быть моделирована последовательностью:

$$11/2 \xrightarrow{3/2} 4 \xrightarrow{1} 3 \xrightarrow{1} 2.$$

Аналогично для изотопа ^{64}Zn : $9/2 \xrightarrow{3/2} 3 \xrightarrow{1} 2 \xrightarrow{1} 2$.

Это приводит к значениям $\alpha_2(2) = 0,63$ ($^{66,68}\text{Zn}$) и $\alpha_2(2) = 0,33$ (^{64}Zn), что правильно отражает наблюдаемое в эксперименте различие этих величин. Наконец, используя известные схемы распадов низколежащих уровней изотопов цинка [3], можно оценить величину полного сечения неупругого рассеяния нейтронов $E_0 = 14,6$ МэВ (см. табл. 3). Эта возможность связана с тем, что именно состояние 2_1^+ является конечным для большинства дискретных переходов. Был учтен также вклад перехода $2_2^+ \rightarrow 0$.

Список литературы

1. Дегтярев А.П., Д.Е.Козирь, Г.А.Прокопец, -УФЖ, 22, 1977, с. 1465; Доклад на настоящей конференции.
2. T. Yamazaki, "Nucleur Data", A3, 1, 1967; Y.O. Rasmussen and T.T. Sugihara, -Phys. Rev., 151, 992, 1966.
3. M.L. Halbert, NDS 28, 179 (1979); R.L. Auble NDS 16, 383 (1975); M.B. Lewis NDS 14, 155 (1975).
4. А.М. Демидов и др. Атлас спектров гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М., Атомиздат, 1978.

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ БЫСТРЫХ
НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ МЕДИ И МОЛИБДЕНА

М.В.Савин, И.Н.Парамонова, В.А.Чиркин,
В.Н.Лудин, Н.Н.Залялов

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Измерены полные сечения образования гамма-лучей с энергией $E_\gamma = 1 - 5$ МэВ в реакциях (n, γ) на ядрах меди и молибдена в диапазоне энергий нейтронов $E_n = 1 - 10$ МэВ.

The total gamma-ray production cross sections with the energy $E_\gamma = 1 - 5$ MeV for the (n, γ) reactions in nuclei copper and molybdenum in the neutron energy range $E_n = 1 - 10$ MeV have been measured.

Измерения полных сечений образования γ -лучей выполнены на линейном ускорителе электронов [1,2]. Гамма-излучение регистрировалось в кольцевой геометрии под углом 125° к направлению потока нейтронов безводородным жидким сцинтиллятором. Функции чувствительности детектора определялись из измерений с калиброванными γ -источниками и расчетов методом Монте-Карло [3]. Образцы из меди и молибдена естественного изотопного состава имели форму полого усеченного конуса с толщиной стенок, равной 5 мм для меди и 6 мм для молибдена. Поток нейтронов и их энергетическое распределение измерялись калиброванным сцинтилляционным детектором с использованием метода времени пролета. Порог регистрации нейтронов устанавливался по пику полного поглощения γ -лучей.

При обработке результатов измерений учитывалось ослабление потока нейтронов и γ -лучей в образце. Поправки на многократное рассеяние нейтронов и на изменение спектра γ -лучей за счет комптоновских взаимодействий в образце определялись из расчетов методом Монте-Карло. Полученные результаты для меди и молибдена, объединенные по интервалам $\Delta E_\gamma = 0,5$ МэВ, вместе с полными ошибками измерений представлены на рис. 1 и 2 соответственно.

На рис. 1 нанесены также данные, полученные в работе [4]. Видно некоторое систематическое превышение точек авторов над результатами работы [4]. Был проведен анализ данных на основе баланса энергии реакции $(n, n' \gamma)$. В статистическом представле-

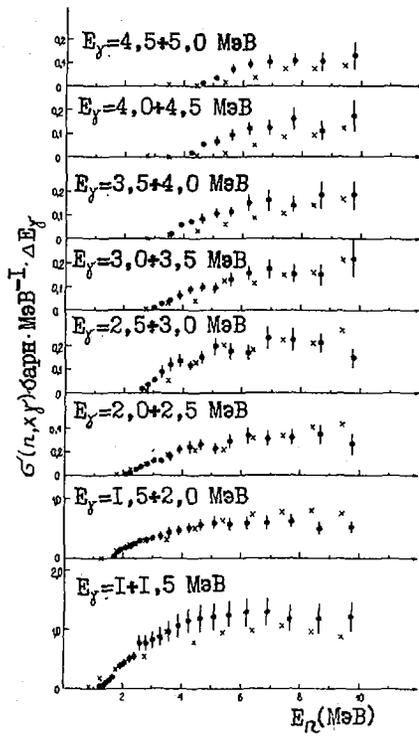


Рис. 1. Сечения образования γ -лучей на ядрах меди: ● - результаты авторов, x - [4]

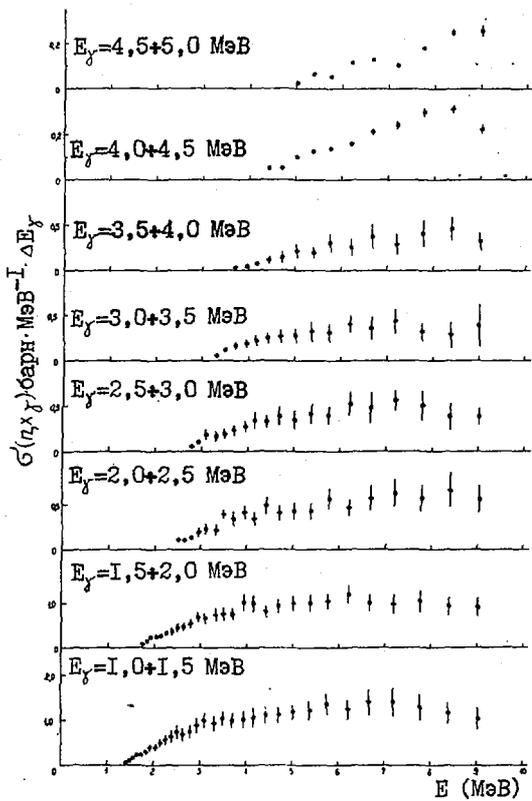


Рис. 2. Сечения образования γ -лучей на ядрах молибдена

нии о механизме взаимодействия нейтрона с ядром можно записать

$$\bar{E} \cdot \sigma = \sigma_{in} (E - 2T), \quad (1)$$

где \bar{E} - средняя энергия γ -спектра; σ - суммарное по всему спектру сечение образования γ -лучей; σ_{in} - сечение неупругого рассеяния нейтронов; T - температура остаточного ядра. Используя экспериментальные данные в диапазоне энергий нейтронов, где применима ф. 1, нашли и проанализировали температуру T . Так, например, для наших данных получены значения $T = 0,74$ МэВ для $E_n = 5,6$ МэВ и $T = 0,85$ МэВ для $E_n = 6,16$ МэВ. При этом параметр плотности уровней $-a$, определяемый в модели Ферми-газа, как

$$a = \left(\frac{1}{T} + \frac{5}{4U} \right)^2 U, \quad (2)$$

равен 8,4 и 7,5 I/МэВ соответственно. Здесь $U = E_n - 2T - \frac{p}{2} - \frac{p}{N}$ энергия возбуждения остаточного ядра с учетом спаривания нуклонов. Аналогично по результатам работы [4] при $E_n = 5,9 + 6,9$ МэВ получено значение параметра $a = 4,5$ I/МэВ. Эта величина существенно меньше значения $-a$, определяемого на основе совокупности экспериментальных данных по плотности уровней ядер вблизи энергии Ферми ($a = 7,6$ I/МэВ для ^{63}Cu и $a = 8,5$ I/МэВ для ^{65}Cu [5]). Хотя проведенный анализ не может претендовать на большую точность, тем не менее качественно он указывает на то, что данные работы [4], по-видимому, занижены.

Список литературы

1. Савин М.В. и др. - В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 2-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973г.), Обнинск, 1974, ч. III, с. 114.
2. Савин М.В. и др. - В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975г.), Москва, 1976, ч. IV, с. 191.
3. Савин М.В., Донской Е.Н., Парамонова И.Н., Рослов В.И., Садовой А.А. - ПТЭ, №4, 1977, с. 79.
4. Rogers V.C., e. a. - Nucl. Sci. Eng. 62(1977), p. 716.
5. Cook J.L. e. a. - Aust. J. Phys., 20(1967), p. 477.

СПЕКТРЫ И СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ДИСКРЕТНЫХ ГАММА-ЛИНИЙ НА
ЯДРАХ МАГНИЯ, КРЕМНИЯ, ФОСФОРА, СЕРЫ, ТИТАНА И ЦИНКА ПРИ
НЕУПРУГОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МэВ

В.М. Безотосный, В.М. Горбачев, М.С. Швецов, Л.М. Суров
(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Приведены результаты измерений спектров и сечений образования дискретных гамма-линий, возникающих при неупругом взаимодействии 14 МэВ нейтронов с Mg , Si , P , S , Ti и Zn . Измерения выполнены на импульсном источнике нейтронов с использованием времяпролетной методики и гамма-спектрометра с кристаллом $NaI(Tl)$.

The results of spectra measurements and discrete gamma-quantum production cross sections under inelastic interaction of 14 MeV neutrons to Mg, Si, P, S, Ti and Zn are discussed. The measurements have been made by the impulse neutron source using time-of flight technique and NaI(Tl) crystal gamma spectrometer.

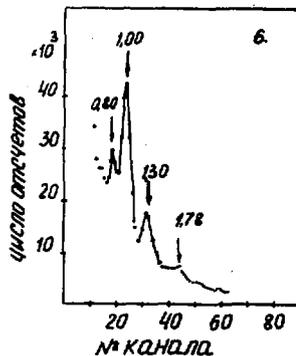
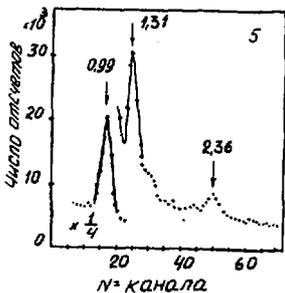
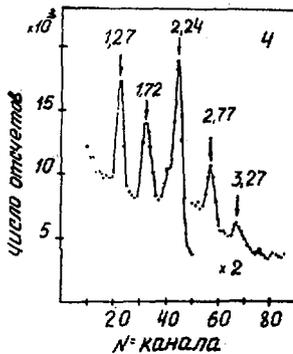
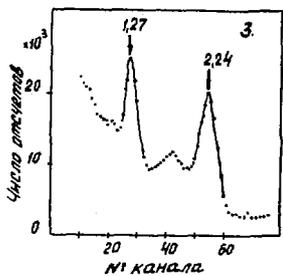
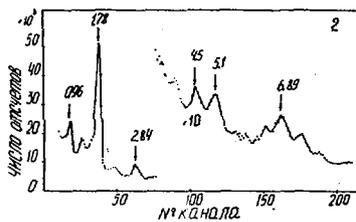
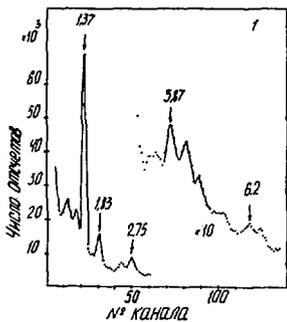
Методика эксперимента

Измерения выполнялись на импульсном источнике 14 МэВ нейтронов с использованием сферических образцов (4 π -геометрия), методики времени пролета, сцинтилляционного гамма-спектрометра с кристаллом $NaI(Tl)$ размером \varnothing 200x100 мм и анализатора импульсов АИ-256. Гамма-детектор, окруженный свинцовой защитой толщиной 10 см, располагался за бетонной стеной на пролетном расстоянии $L = 4$ м. Поверхность кристалла $NaI(Tl)$ обращенная в сторону исследуемого образца, ограничивалась свинцовым коллиматором с внутренним диаметром 100 мм.

Для получения аппаратного спектра гамма-лучей проводилось два измерения: с исследуемым образцом и без образца.

Эффективность регистрации гамма-детектора определялась экспериментально и с помощью расчетных данных [1].

Более подробное описание эксперимента приведено в наших работах [2-4].



Аппаратурные спектры импульсов:

1 - Mg; 2 - Si; 3 - P; 4 - S; 5 - K;
6 - Zn. Энергия гамма-линий в МэВ.

Сечение образования дискретных гамма-линий σ_{γ} , мбарн

Mg		Si		P		S		Ti		Zn	
Е _γ , МэВ	σ_{γ}										
0,86	28±11	0,96	60±12	1,27	132±17	1,27	124±13	0,99	760±97	0,80	81±15
1,14	29±11	1,28	25±7	2,24	345±60	1,72	175±21	1,31	246±34	1,00	590±110
1,37	430±56	1,78	410±45			2,24	358±39	1,56	30±6	1,30	255±36
1,83	75±17	2,24	26±6			2,77	68±13	1,76	23±13	1,78	65±10
2,45	24±7	2,84	67±11			3,27	24±4	2,36	87±35		
2,75	63±21	4,50	19±5								
3,87	26±16	5,10	35±5								
4,24	28±25	6,89	21±8								
4,65	22±11	7,40	21±8								
6,20	19±6										

Результаты

Аппаратурные спектры гамма-квантов, полученные для исследованных ядер, приведены на рис. Для ядер Mg , Si , S , Ti и Zn наблюдаются резко выраженные пики, соответствующие уровням $2+$.

Значения сечений образования отдельных дискретных гамма-линий (в мбарнах) приведены в табл. Интенсивность гамма-линий, соответствующих уровням $2+$, в несколько раз больше интенсивности других дискретных гамма-линий.

Приведенные в табл. погрешности определены с учетом ошибки определения площади под гамма-пиком с $p = 0,95$.

Большинство полученных данных хорошо согласуются с результатами исследований других авторов: Mg -[5], Si -[5-7], S -[6], Ti -[5,6].

Список литературы

1. Вартанов Н.А., Самойлов П.С. Практические методы спин-поляризованной гамма-спектроскопии. М., Атомиздат, 1964, с. 205.
2. Безотосный В.М., Горбачев В.М. и др. - В кн.: Ядерные константы. М., Атомиздат, 1976, вып.19, с.77.
3. Безотосный В.М., Горбачев В.М. и др. - В кн.: Труды конф. "Нейтронная физика", М., изд. ЦНИИатоминформ, 1976, ч.4, с.133.
4. Безотосный В.М., Горбачев В.М. и др. - В кн.: Ядерные константы, М., ЦНИИатоминформ, 1978, вып.3(30), с.21.
5. Engesser F.C., Thompson W.E. - J.Nucl.Energy, 1967, v.21, p.487.
6. Connell K.A., Cox A.J. - Int.J.Appl.Radiat.Isotopes, 1975, v.20, p.71.
7. Drake D.M., Arthur E.D., Silbert M.G. - Nucl.Sci.Eng., 1978, v.65, p.49.

СПЕКТР γ -ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 3 МЭВ С ЯДРАМИ ^{238}U

Э.М.Козулин, Г.А.Тутин, А.А.Филатенков.
(Радиевый ин-т им. В.Г.Алопина)

Измерены энергии и относительные интенсивности линий спектра мгновенного γ -излучения ^{238}U , облучаемого нейтронами с энергией 3 МэВ. Определены сечения возбуждения γ -переходов относительно сечения возбуждения γ -перехода 847 кэВ в ^{56}Fe .

The energies and relative intensities of prompt γ -rays spectra lines were measured for ^{238}U irradiated by 3-MeV neutrons. The γ -transitions excitation cross sections were determined relative to the excitation cross section of the γ -transition 847 keV in ^{56}Fe .

Реакция $(n, n'\gamma)$ с успехом используется для исследования свойств широкого класса ядер. С ее помощью получают информацию об энергии уровней, их спинах и четностях, мультипольности γ -переходов и вероятности их ветвления, а в некоторых случаях и о сечениях неупругого рассеяния нейтронов. Подобные исследования актинидных ядер оказываются значительно более сложными, что связано с высокой плотностью возбужденных состояний и возможной примесью γ -квантов деления. Из нескольких измерений спектра γ -излучения, сопровождающего взаимодействие нейтронов с ядрами ^{238}U [1-3], наибольший объем сведений о γ -спектре и схеме уровней ядра ^{238}U получен в работе [3], выполненной на быстрых нейтронах реактора. В настоящей работе использовались нейтроны из реакции $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$. Большая средняя энергия нейтронов (3 МэВ) обусловила большую роль высоковозбужденных состояний. Это, в свою очередь, способствовало выявлению значительно-го количества новых γ -переходов.

Измерения проводились на нейтронном генераторе НГ-400, который вырабатывал нейтронные импульсы с частотой повторения 1 МГц и шириной на половине высоты 3-5 нс. Цилиндрический образец из металлического урана диаметром 22 мм и высотой 27 мм располагался на расстоянии 4 см от мишени. γ -Излучение регистрировалось $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором, расположенным под углом 90° к направлению падающего потока нейтронов. Детектор был заключен

в защиту, состоящую из свинца и водородсодержащих материалов с добавками бора. Использовалась методика времени пролета для уменьшения постоянного фона и для исключения фона, связанного с попаданием в детектор нейтронов импульсного источника. При этом с помощью блоков быстрой электроники производился отбор событий, попадавших во временное окно шириной 20 нс, которое центрировалось вокруг пика мгновенного γ -излучения. Полная ширина этого пика на половине высоты составляла 6-7 нс. Энергетическое разрешение всей системы при продолжительности серий ~ 100 ч составило 3,9 кэВ при $E_{\gamma} = 1$ МэВ.

Фоновые измерения проводились без образца и с образцом из щавелевой кислоты (химическая формула $H_2C_2O_4$). Для калибровки γ -спектрометра по энергии и эффективности использовался источник ^{226}Ra , помещенный на место исследуемого образца. Данные о γ -спектре находящегося в равновесии продуктов распада ^{226}Ra мы брали из работы [4]. Коэффициенты третьего порядка, полученные при калибровке по энергии, использовались затем в программах преобразования отдельных серий к единой энергетической шкале с удобным масштабом 1 канал = 1 кэВ с последующим сложением серий. Суммарный γ -спектр был подвергнут обработке на ЭВМ "Минск-22" по программе "Перспект" [5]. В результате было выделено свыше 200 линий. Здесь мы приводим данные только о наиболее интенсивных γ -переходах.

При вычислении относительных интенсивностей мы предполагали, что величина поглощения γ -квантов в образце у нас такая же, как и в случае равномерно светящегося цилиндра [6]. Такие же значения коэффициентов ослабления были получены в результате расчетов по методу Монте-Карло, выполненных В.Н. Душиным [9]. В расчетах учитывалась геометрия эксперимента, пространственно-энергетическое распределение нейтронов источника и его неточечность, а также изменение спектра и плотности потока нейтронов, происходящее в результате упругого и неупругого рассеяния нейтронов, реакций деления и радиационного захвата. Результаты контрольного эксперимента, в котором урановый цилиндр заменялся урановой пластинкой толщиной 1,5 мм, повернутой под углом 45° к направлениям на мишень и на детектор, совпали в пределах экспериментальных погрешностей с результатами основного эксперимента.

Для обеспечения возможности вычисления сечений возбуждения отдельных γ -переходов в ^{238}U в той же геометрии в постоянном режиме ИГ-400 были проведены относительные измерения интенсивностей γ -излучения 847 кэВ в ^{56}Fe и 635 кэВ в ^{238}U . В результате оказалось, что

$$\frac{G(635 \text{ кэВ} - ^{238}\text{U})}{G(847 \text{ кэВ} - ^{56}\text{Fe})} = 0,14 \pm 0,01.$$

Энергии и интенсивности обнаруженных нами γ -переходов, а также энергии и спины соответствующих состояний приведены в таблице. В скобках указаны погрешности в единицах последнего знака. При расшифровке спектра мы пользовались данными **компиляции [1]** и работ [2] и [3]. Необходимо отметить, что информация о состояниях с энергией возбуждения больше 1,2 МэВ явно недостаточна. В то же время построение схемы возбужденных состояний методом энергетических совпадений с использованием результатов наших измерений затруднено, во-первых, из-за большей вероятности случайных совпадений, вызванной высокой плотностью уровней и недостаточно высокой точностью измерения энергий слабоинтенсивных линий, и, во-вторых, из-за возможной примеси γ -излучения осколков деления. Идентификация этих γ -переходов представляет нетривиальную задачу, т.к. было показано [8], что спектры γ -квантов деления даже близких по массе ядер могут существенно различаться.

Вероятность того, что предлагаемые нами уровни (их энергии указаны в квадратных скобках) окажутся случайными, составляет, по нашим оценкам, 0,05 - 0,10.

Е, кэВ	I, отн.ед.	Е, кэВ	I, К	Е, кэВ	I, К
1	2	3	4	5	6
159,4(6)	80(20)	307,2	6+0	148,4	4+0
198,6(6)	22(8)	1128,7	(2 ⁻)	980,8	1 ⁻
212,3(7)	20(6)	1179,4		966,8	2+
218,0(6)	21(6)	950,0	2 ⁻	781,9	3 ⁻ 0
228,6(7)	20(5)				
270,2(6)	15(4)	950,0		680,1	1 ⁻ 0
288,0(6)	11(3)	[1226,4]		997,7	8 ⁻
296,6(6)	12(3)	[1245,9]		950,0	2 ⁻
326,0(4)	19(3)	1057,5	4+	781,9	3 ⁻ 0
381,5(4)	16(3)	[1368,1]		1087,3	2 ⁺
352,3(3)	28(3)				
369,4(4)	14(2)	[1368,1]		997,7	8 ⁻

Окончание

1	2	3	4	5	6
376,7(3)	19(2)				
396,4(3)	16(2)	1128,7	(2 ⁻)	731,9	3 ⁻ 0
423,9(4)	12(2)	[1355,1]		930,8	1 ⁻ 0
448,4(2)	31(3)	1128,7	(2 ⁻)	680,1	1 ⁻ 0
457,7(2)	19(2)	1037,4	2 ⁺	680,1	1 ⁻ 0
490,3(4)	14(2)	1222,9		731,9	3 ⁻ 0
519,4(2)	26(2)	827,1	5 ⁻ 0	307,2	6 ⁺ 0
583,6(1)	84(3)	731,9	3 ⁻ 0	146,4	4 ⁺ 0
606,6(2)	26(2)				
635,2(1)	100(2)	680,1	1 ⁻ 0	44,9	2 ⁺ 0
659,2(3)	13(2)	965,9	7 ⁻ 0	307,2	6 ⁺ 0
679,0(3)	107(4)	827,1	5 ⁻ 0	146,4	4 ⁺ 0
680,1(3)		680,1	1 ⁻ 0	0	0 ⁺ 0
687,0(1)	90(4)	731,9	3 ⁻ 0	44,9	2 ⁺ 0
706,7(3)	17(2)				
768,3(3)	14(1)				
798,9(3)	10(1)				
808,4(2)	16(2)				
815,0(4)	11(1)				
818,1(2)	16(2)	966,8	2 ⁺	146,4	4 ⁺ 0
836,8(5)	10(1)				
849,7(2)	28(3)	997,7	3 ⁻	146,4	4 ⁺ C
880,3(4)	12(1)	926,3	(0 ⁺)	44,9	2 ⁺ 0
885,3(1)	65(3)	930,8	1 ⁻	44,9	2 ⁺ 0
905,6(2)	30(2)	950,0	2 ⁻	44,9	2 ⁺ 0
911,4(2)	30(2)	1059,7	3 ⁻ 3	146,4	4 ⁺ 0
952,7(2)	30(2)	997,7	3 ⁻ 3	44,9	2 ⁺ 0
957,3(2)	33(2)	1105,6	(3 ⁺)	146,4	4 ⁺ 0
967,2(3)	11(1)	966,8	2 ⁺	0	0 ⁺ C
1015,1(1)	117(6)	1059,7	3 ⁻ 3	44,9	2 ⁺ 0
1019,7(2)	28(2)	1166,2	3 ⁻	146,4	4 ⁺ 0
1061,0(1)	68(4)	1060,9	2 ⁺ 2	0	0 ⁺ 0
1084,1(2)	26(2)	1128,7	(2 ⁻)	44,9	2 ⁺ 0
1090,9(3)	12(1)				
1123,1(3)	10,7(3)	1168,2	3 ⁻	44,9	2 ⁺ 0
1160,4(3)	9,6(9)				
1179,4(3)	15(1)	1179,4		0	0 ⁺ 0
1215,9(3)	11(1)				
1223,2(3)	9,6(9)	1222,9	2 ⁺	0	0 ⁺ 0
1278,8(3)	10(1)	1276,9		0	0 ⁺ 0
1361,5(6)	5,4(8)				
1368,3(3)	13(1)	[1368,1]		0	0 ⁺ 0
1410,7(4)	8,1(9)				
1437,1(3)	13(1)				
1446,2(4)	7,9(9)				
1507,1(4)	7,9(9)				
1759,6(5)	6,0(7)				
1801,9(5)	5,7(8)				
1856,7(5)	5,8(8)	[2163,5]		307,2	6 ⁺ 0
1994,1(5)	5,6(7)				
2014,8(5)	5,2(7)	[2163,5]		146,4	4 ⁺ 0

Можно надеяться, что по мере накопления экспериментальных данных доля неразмещенных переходов существенно сократится.

Для этой цели было бы полезным измерение γ -спектра в совпадениях ($f-f$) или ($f-n'$). Надежное установление схемы распада возбужденных состояний ядра ^{238}U помогло бы, в частности, более корректно определить парциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов по спектру γ -излучения из реакции ($n, n'\gamma$).

Так, например, если предположить, что в таблице учтены все способы каскадного заселения состояний 680,1 кэВ и 731,9 кэВ, то парциальные сечения рассеяния нейтронов на этих уровнях составит соответственно 130 мбарн и 100 мбарн. Это много больше значений, которые можно получить экстраполяцией к $E_n = 3$ МэВ, оцененных в [10] соответствующих парциальных сечений. На настоящий момент можно лишь грубо оценить величину превышения, которую следует отнести на счет неучтенного каскадного заселения уровней. По этим оценкам, сечения возбуждения уровней 680,1 кэВ (1^-) и 731,9 кэВ (3^-) непосредственно нейтронами с энергией 3 МэВ составляют 40 - 90 мбарн, что можно, по-видимому, расценивать как указание на наличие механизма прямого взаимодействия при возбуждении уровней октупольной полосы ^{238}U .

Список литературы

1. Poenitz W.P.-Nucl. Data for Reactors, Helsinki, 1970, v. 2, p. 3, Vienna, 1970.
2. McMurray W.R. and van Heerden I.J. - Z. Phys., 1972, v. 253, p. 289.
3. Демидов А.М. и др. - В кн.: Атлас спектров гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М., 1978, с. 313.
4. Zobel V. et al.- Nucl. Instr. and Meth., 1977, v. 141, p. 329.
5. Кабина Ж.И. и др. Препринт ЖИЯЕ - 123, 1974.
6. Горшков Г.В. - В кн.: Гамма-излучение радиоактивных тел и элементов: расчета защиты от излучения. М., Л., 1959, с.64.
7. Ellis Y.A. - Nucl. Data Sheets, 1977, v. 21, p.549.
8. Петерев С.И. и др. - В сб.: Нейтронная физика. Материалы 3-й Всес. конф., Киев, 1975, т. 6, с. 121, М., 1976.
9. Душин В.И., Филатов А.А. - В сб.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всес. конф. Киев, 1980.
10. Николаев И.И., Вазязянц И.О. и др. Нейтронные данные для урана-238. София, 1979, с. 41.

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ (α, n)

Н.С.Биржков, Б.В.Журавлев, А.П.Руденко,

О.А.Сальников, В.И.Трыкова

(ФЭИ)

В работе измерены спектры и угловые распределения нейтронов из реакции (α, n) на ядрах ^{27}Al , $^{52,53}Cr$, ^{56}Fe , $^{58,60,62}Ni$, $^{80,81,84}Zr$, ^{113}Cd , ^{115}In , ^{122}Sn , ^{181}Ta при энергии α -частиц $45,2 \pm 0,4$ МэВ. Анализ экспериментальных данных показал, что неравновесная часть спектров обусловлена прямыми процессами срыва.

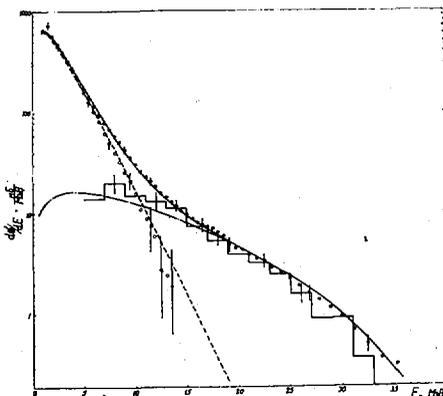
The spectra and the angular distributions of neutrons from reaction (α, n) on nuclei ^{27}Al , $^{52,53}Cr$, ^{56}Fe , $^{58,60,62}Ni$, $^{80,81,84}Zr$, ^{113}Cd , ^{115}In , ^{122}Sn , ^{181}Ta are measured at energy of α -particles $45,2$ MeV. Analysis of the experimental data has shown, that the none equilibrium part of the spectra conditioned by the direct stripping processes.

Настоящая работа является логичным продолжением исследований энергетических и угловых распределений частиц, испущенных в ядерных реакциях с протонами и нейтронами, с целью выяснения особенностей механизма их эмиссии [1]. Чтобы дополнить эти исследования, важно получить хотя бы качественное представление о механизме в реакциях с более сложными частицами, какими являются, например α -частицы. Наиболее удобной для таких целей с точки зрения интерпретации результатов нам представляется реакция (α, n). Энергетические и угловые распределения нейтронов из (α, n)-реакций измерялись лишь в диапазоне энергий α -частиц 11-23 МэВ [2,3,4]. Результаты проведенного авторами анализа противоречивы. Не ясно, обусловлена ли неравновесная компонента спектров прямым взаимодействием [4] или предравновесной эмиссией [3], ведет ли себя α -частица в ядре подобно экситону [3] или распадается на составляющие ее нуклоны [4]. На последнее указывает также и анализ протонных спектров из реакции (α, p) при более высоких энергиях α -частиц [5,6]. С целью восполнить имеющиеся пробелы, как с точки зрения наличия экспериментального материала, так и понимания механизма ре-

акции и предприняты настоящие измерения.

В работе измерялись спектры нейтронов из реакции (α, xn) на ядрах ^{27}Al , $^{52,53}Cr$, ^{56}Fe , $^{58,60,62}Ni$, $^{90,91,94}Zr$, ^{113}Cd , ^{115}In , ^{122}Sn , ^{181}Ta при энергии α -частиц 45,2 МэВ под углами 30° , 60° , 90° , 120° , 150° . Измерения проводились методом времени пролета на 150-см циклотроне ФЭИ [7,8]. В качестве мишеней использовались металлические фольги толщиной 2,79; 6,32; 6,71; 2,59; 17,26; 3,62; 4,20; 2,43; 2,04; 4,91; 3,11; 4,00; 2,10; 19,86 мг/см², соответственно для ^{27}Al (99,9%); ^{52}Cr (98,6%); ^{53}Cr (92,8%); ^{56}Fe (99,5%); ^{58}Ni (95,9%); ^{60}Ni (95,1%); ^{62}Ni (94,0%); ^{90}Zr (96,8%); ^{91}Zr (63,63%); ^{94}Zr (91,2%); ^{113}Cd (87,0%); ^{115}In (99,98%); ^{122}Sn (80,2%); ^{181}Ta (99,9%). Ток на мишени составлял 0,02 - 0,03 мкА. Мониторирование потока ускоренных α -частиц производилось цилиндром Фарадея и полупроводниковым детектором. Нейтроны регистрировались сцинтиляционным детектором на основе кристалла стильбена ($\phi=70$ мм, $h=50$ мм) и фотоумножителя ФЭУ-30. Для подавления фона нейтронов и γ -квантов детектор помещался в защиту и применялась схема ($n - \gamma$)-дискриминации с отдельным интегрированием компонент заряда [9] с коэффициентом подавления γ -лучей ~ 120 при энергетическом пороге спектрометра по нейтронам ~ 600 кэВ. Эффективность детектора нейтронов до 17 МэВ определялась измерением спектра мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf ($2,5 \cdot 10^5$ деление/сек) методом времени пролета с регистрацией осколков деления быстрой ионизационной камерой. Эталонный спектр нейтронов ^{252}Cf представлялся максвелловским распределением с температурой 1,42 МэВ. Выше 17 МэВ эффективность детектора рассчитывалась методом прямого моделирования взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора по программе, описанной в работе [10]. Разрешающая способность спектрометра, определенная по ширине γ -пика на полувысоте, составляла 1 нсек/м при пролетной базе 2,5 м. Более подробно техника эксперимента, процедура измерения и обработки описаны в работе [7].

Типичный интегральный спектр нейтронов из реакции $^{56}Fe(\alpha, xn)$ показан на рис. Гистограммой представлен спектр асимметричной компоненты углового распределения нейтронов. Для всех исследуемых ядер в высокоэнергетической части спектры асимметричной компоненты совпадают в пределах точности измерения и определения их из наблюдаемых угловых распределе-



Спектры нейтронов из реакции $^{56}\text{Fe}(\alpha, xn)$:
 ● - интегральный спектр нейтронов; ○ - спектр равновесной эмиссии; ▽ - асимметричная компонента. Кривые - расчет по формуле (2)

ний с интегральными спектрами эмиссии нейтронов, указывая тем самым на прямой механизм взаимодействия. Сечение прямого взаимодействия в методе искаженных волн

в борновском приближении дается выражением [4]

$$\sigma_{dir} = const \cdot K_n / K_\alpha \cdot |V_{fi}|^2 \cdot \rho_f(U), \quad (I)$$

где K_n и K_α - волновые числа частиц;

V_{fi} - матричный элемент, связывающий начальное и конечные состояния (при фиксированной энергии α -частиц можно считать константой);

$\rho_f(U)$ - плотность состояний в остаточном ядре, возбуждаемых при прямом взаимодействии.

По природе прямых процессов такие состояния должны иметь простые конфигурации относительно начального состояния и информация об их плотности может быть получена, как показал Гриффин [11], в представлении однокомпонентного идеально бозе-мановского газа; $\rho(U) \sim U^{n-1}$, где n - число экситонов в остаточном ядре.

Исходя из предположения, что механизм реакции представляет собой сумму равновесной и прямой компонент, можно представить сечение эмиссии нейтронов в следующем виде:

$$\sigma(E_n) = A_1 E_n^{5/11} e^{-12/11 E_n/T} + A_2 \sqrt{E_n} U^{n-1}. \quad (2)$$

Первый член суммы (2), описывающий равновесный распад компандной системы, - формула Лекутера [12], полученная в модели последовательного испарения частиц.

Результаты анализа нейтронных спектров из реакций (α, xn) согласно выражению (2) представлены на рис. и в таблице.

	T (МэВ)	n	$\sigma_{d, \chi n}$ (мбарн)	α (%)	σ_{dir} (мбарн)	$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_i \left(\frac{\sigma_i - \sigma_p}{\Delta \sigma} \right)^2$
²⁷ Al	2,81±0,03	3	980±70	14,70	145±10	1,27
⁵² Cr	2,21±0,03	3	3370±250	8,76	295±21	0,86
⁵³ Cr	2,27±0,03	3	3430±250	7,69	264±19	0,84
⁵⁶ Fe	2,11±0,02	3	2690±190	9,21	248±17	0,59
⁵⁶ Ni	2,04±0,02	3	1050±70	14,40	151±11	1,28
⁶⁰ Ni	2,02±0,02	3	2690±190	11,00	296±21	0,64
⁶² Ni	2,04±0,02	3	3320±230	10,20	339±24	0,82
⁹⁰ Zr	1,75±0,02	3	4740±350	8,10	384±27	1,35
⁹¹ Zr	1,77±0,02	3	5290±390	7,84	419±29	1,64
⁹⁴ Zr	1,81±0,02	3	5790±430	7,44	445±31	0,67
¹¹³ Cd	1,77±0,02	3;4	4910±370	6,70	329±30	2,15
¹¹⁵ Jn	1,69±0,02	3	5110±410	7,43	382±27	2,25
¹²² Sn	1,66±0,02	3	5790±470	8,62	499±35	1,93
¹⁷¹ Ta	1,27±0,01	3	6800±490	7,27	494±32	1,67

Примечание. $\sigma_{d, \chi n}$ - полное сечение эмиссии нейтронов, α - доля нейтронов, испущенных в прямом взаимодействии.

Наблюдается хорошее согласие интегральных спектров, спектров асимметричной компоненты и спектров равновесной эмиссии, определенных вычитанием асимметричной компоненты из интегральных спектров, с расчетом по формуле (2) с параметрами, представленными в таблице, для всех исследуемых ядер. Параметр n определялся поиском наилучшего описания по критерию χ^2 высокоэнергетической части спектров, где вкладом равновесной эмиссии можно пренебречь. Для большинства спектров, за исключением ¹¹³Cd($\alpha, \chi n$), довольно резкий минимум χ^2 получился при $n = 3$, что в данном подходе соответствует прямому процессу срыва при взаимодействии α -частицы с ядрами. В реакции ¹¹³Cd($\alpha, \chi n$) минимум χ^2 , хотя и не столь однозначно определяет этот параметр, тем не менее также приходится на $n = 3$. Изменение определенного согласно выражению (2) сечения прямого взаимодействия от массового числа наилучшим образом согласуется с зависимостью $A^{2/3}$ ($\sigma_{dir} = (17,9 \pm 3,3) A^{2/3}$ мб), указывая тем самым на поверхностный характер взаимодействия, свойственный прямым процессам.

Зависимость параметра равновесной части спектров - ядер-

ной температуры T , которая при такой энергии возбуждения практически тождественна термодинамической температуре, от массового числа соответствует предсказанию модели ферми-газа $T = (T \pm 1) / \sqrt{A}$. Сечение равновесной эмиссии нейтронов пропорционально $(N-Z)/A$ ($\sigma_{равн} = (33100 \pm 5100) (N-Z)/A$ мб), что характерно для всех пороговых реакций, протекающих через стадию составного ядра.

Таким образом, оставаясь в рамках традиционных прямого и компаундного механизмов реакции и не делая более сильных предположений по сравнению с моделями предравновесной эмиссии, можно объяснить всю представленную в работе совокупность экспериментального материала по эмиссии нейтронов из (α, n) -реакций.

Список литературы

1. Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлев и др.-Я.Ф., 1977, 25, 767; Я.Ф., 1977, 26, II46; Я.Ф., 1979, 29, I443; Я.Ф., 1980, 31, 561.
2. V.A.Sidorov. - N.P., 1962., 35, 253.
3. T.Magda, A.Alevra e. a. - N.P. A140, 1970, 231; N.P. A209, (1973), 557.
4. S.M.Grimes, J.D.Anderson e. a. - P.R.03, 1971, 645; P.R.04, 1971, 607.
5. A.Chevarier, N.Chevarier e. a. - P.R.08, 1973, 2155.
6. F.E.Bertrand, R.W.Feelle e. a. - P.R.010, 1974, 1028.
7. В.Я.Барыба, Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлев и др. Препринт ФЭИ-910, 1979.
8. Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлев и др.-Я.Ф., 1980, 31, 561.
9. Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлев. Труды симпозиума по реакциям, вызванным нейтронами, 1979, Смоленце, ЧССР.
10. Л.В.Чулков. Препринт ИАЭ-2594, 1975.
11. J.J.Griffin. - Phys.lett, 24B, 1967., 5.
12. K.J. Le Conteur and D.W.Lang. - N.P. 13, 1959., 32.

ВЛИЯНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ НА СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ
РЕАКЦИИ (p, n)

А.И.Блохин, Г.Н.Ловчикова, А.М.Труфанов

(ФЭИ)

Обсуждается вклад коллективных движений в испарительные спектры нейтронов реакции (p, n).

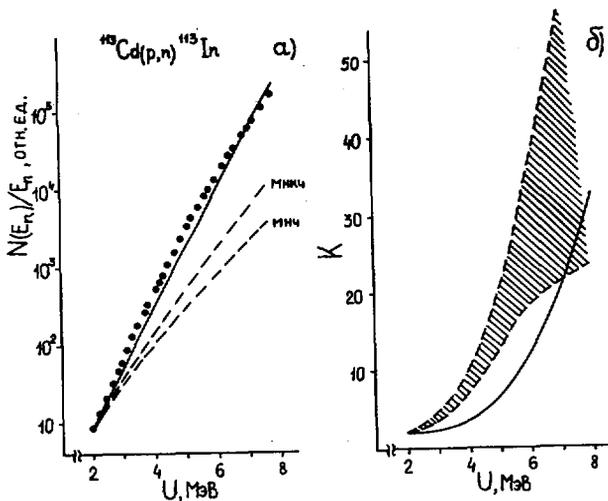
The influence of the collective motion into the evaporation neutron spectra from the (p, n) reaction is discussed.

Анализ угловых распределений нейтронов реакции (p, n) позволяет выделять равновесную ветвь нейтронного спектра I и исследовать ее энергетическую зависимость в широкой области энергий возбуждения остаточного ядра. Описание равновесной части нейтронного спектра $N(E_n)$ проводится обычно в рамках статистического подхода (модель В.Вайскопфа):

$$N(E_n) = \text{const} \times \sigma_c(E_n, U) \times E_n \times \rho(U, 0), \quad (I)$$

где $\sigma_c(E_n, U)$ - сечение обратной реакции, которое слабо зависит от энергии нейтрона E_n ; $\rho(U, 0)$ - плотность уровней остаточного ядра с энергией возбуждения U в приближении нулевого момента. Соотношение (I) непосредственно следует из соотношений модели Хаузера-Фешбаха, если предположить, что $\rho(U, 1) \approx (2J+1)\rho(U, 0)$ [2]. Можно показать, что в случае реакции (p, n) результаты вычислений спектров нейтронов по модели Хаузера-Фешбаха хорошо воспроизводятся моделью В.Вайскопфа (I) в области энергий возбуждения $U = 2+8$ МэВ конечного ядра. Согласно соотношению (I) описание равновесной ветви нейтронного спектра позволяет выделить энергетическую зависимость плотности уровней возбужденного ядра. В настоящее время анализ статистических характеристик возбужденных ядер обычно проводится на основе соотношений модели независимых частиц [3]. Учет дискретной структуры спектра одночастичных состояний нуклонов дает возможность в рамках этой модели объяснить многие экспериментально наблюдаемые особенности поведения плот-

ности уровней, обусловленные оболочечными эффектами и наличием парных корреляций нуклонов [3]. В то же время модель независимых частиц в большинстве случаев не воспроизводит абсолютную величину наблюдаемой плотности уровней при энергии связи нейтрона. В работах [4,5] было показано, что включение коллективных движений в плотность уровней высоковозбужденных ядер позволяет получить взаимосогласованное описание плотности нейтронных резонансов для большой совокупности сферических и деформированных ядер. Поэтому представляет интерес рассмотреть влияние коллективных эффектов на плотность уровней в широкой области энергий возбуждения ядра. Для этой цели в данной работе проанализированы экспериментальные данные по нейтронным спектрам реакции $^{113}\text{Cd}(p,n)^{113}\text{In}$. Методики измерений и выделения равновесной ветви спектра нейтронов были изложены ранее в работе [6]. На рисунке (а) представлены эксперименталь-



ные данные по нейтронному спектру (темные кружки). Выбрана область энергий возбуждения конечного ядра $U = 2+8$ МэВ, для которой экспериментальные данные хорошо описываются соотношениями модели ферми-газа с параметрами $\delta = 1,14$ МэВ и $\alpha_{\text{эксп}} = 17,4$ МэВ⁻¹. Значение δ выбрано согласно систематике [7], а параметр плотности уровней $\alpha_{\text{эксп}}$ определен из условия лучшего описания энергетической зависимости спектра нейтронов. В то же время теоретическое значение параметра плотности уровней, полученное как в модели ферми-газа ($\alpha_{\text{ф.г.}} = 0,075$ А), так и в модели независимых квазичастиц ($\alpha = 0,09$ А) [8], существенно ниже экспериментальной величины $\alpha_{\text{эксп}}$, определенной из данных по нейтронному спектру. Такое увеличение естественнее всего связать с коллективными эффектами, играющими определенную роль в формировании спектра низколежащих уровней ядер. Для выделения вклада эффектов, не укладывающихся в рамки обычного статистического рассмотрения, были проведены вычисления плотности уровней $\rho(U,0)$ ядра ¹¹³In в моделях независимых частиц (МНЧ) и квазичастиц (МНКЧ). На рис. (а) пунктирными кривыми представлены результаты расчетов $\rho(U,0)$, отнормированные на экспериментальное значение нейтронного спектра при $U = 2$ МэВ. Соотношения для вычисления $\rho(U,0)$ с учетом корреляционных эффектов спаривательного типа приведены в работе [9]. В расчетах использовались схемы одночастичных уровней потенциала Вудса-Саксона, параметры которого взяты в соответствии с рекомендациями работы [10]. Значения корреляционных функций ($\Delta_Z = 0, \Delta_N = 1,38$ МэВ) были выбраны из описания экспериментальных данных по парным энергиям [11].

Из представленных на рис. (а) результатов вычислений видно, что в моделях независимых частиц и независимых квазичастиц не удается воспроизвести наклон экспериментальных данных по нейтронному спектру $N(E_n)/E_n$. Чтобы учесть вклад коллективных эффектов, был рассчитан коэффициент K вибронного увеличения плотности уровней, энергетическая зависимость которого представлена на рис. (б) сплошной линией.

Метод расчета величины K описан в работе [12]. В данных вычислениях учитывался вклад вибронных состояний с мультипольностями $\lambda^{\pi} = 2^{+} - 8^{+}$. Чтобы продемонстрировать степень

расхождения между экспериментом и теорией, на рис. (б) показаны результаты вычислений отношения экспериментального нейтронного спектра к величинам $\rho_{MnK}^{(U,0)}$ и $\rho_{MnK}^{(U,0)}$, которые нормированы на значение K при $U = 2$ МэВ (заштрихованная область между пунктирными линиями). Видно, что энергетическая зависимость коэффициента вибрационного увеличения плотности уровней K удовлетворительно воспроизводит нижнюю границу заштрихованной области.

Расчеты плотности уровней с учетом коллективных движений, т.е. $\rho(U,0) = K(U) \times \rho_{MnK}^{(U,0)}$, показаны на рис. (а) сплошной линией. Так же, как и ранее, результаты расчетов $\rho(U,0)$ отнормированы на экспериментальные данные по нейтронному спектру при $U = 2$ МэВ. Представленные вычисления демонстрируют хорошее описание равновесной ветви нейтронного спектра в широкой области энергий возбуждения остаточного ядра. Таким образом, учет коллективных движений в плотности уровней позволяет в рамках модели В.Вайскопфа получить взаимосогласованное описание испарительных спектров нейтронов реакции (p,n) .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tsukada K. et al.-Nuclear Physics, 1966, v.78, p. 369.
2. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИЛ, 1960.
3. Ignatyuk A.V. et al. Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, v.2, p.885.
4. Malov L.A. et al.-Nuclear Physics, 1974, v.A224, p.411.
5. Блохин А.И., Игнатюк А.В., Соколов Ю.В.-В материалах 3-ей Всесоюзной конференции по нейтронной физике. ЦНИИатоминформ, М., 1976, ч.3, с.8.
6. Dossing T., Jensen A. Nuclear Physics, 1974, v.A222, p.493.
7. Ловчи́кова Г.Н. и др.-Ядерная физика, 1980, т.31, с.3.
7. Gilbert A., Cameron A.-Can.J.Phys., 1965, v.43, p.1446.
8. Игнатюк А.В., Ставинский В.С.-Ядерная физика, 1970, т.II, с. 1213.
9. Игнатюк А.В.-Ядерная физика, 1973, т.I7, с. 502.
10. Чепурнов В.А.- Ядерная физика, 1967, т.6, с. 955.
11. Вдовин А.И., Комов А.Л., Малов Л.А. Препринт ОИЯИ, Р4-5125, 1970.
12. Игнатюк А.В.- Ядерная физика, 1975, т.21, с.20.

НЕЙТРОННЫЕ СПЕКТРЫ ИЗ РЕАКЦИИ $^{57}\text{Fe}(p, n)^{57}\text{Co}$

Г.В.Котельникова, Г.Н.Ловчикова, О.А.Сальников,
С.П.Симаков, А.М.Труфанов, Н.И.Фетисов

(ФЭИ)

Измерены спектры и дифференциальные сечения нейтронов из реакции $^{57}\text{Fe}(p, n)^{57}\text{Co}$ при энергиях протонов от 5 до 9 МэВ. Получено сечение реакции (p, n) при всех энергиях протонов, а также функция возбуждения основного уровня. Результаты проанализированы по статистической теории с использованием приближения Вайскопфа и модели Хаузера-Фешбаха.

The spectra and differential cross-sections of neutrons from $^{57}\text{Fe}(p, n)^{57}\text{Co}$ reaction with energy of protons from 5 to 9 MeV were measured. The cross-section of (p, n) reaction at all proton energies and excitation function of ground level are obtained. Results were analysed with statistical theory using Waiskopf approximation and Hauser-Feshbach model.

Настоящая работа является продолжением работ по изучению спектров нейтронов реакции (p, n) на ряде изотопов среднего и тяжелого атомного веса при энергии протонов ниже 10 МэВ. Протоны ускорялись с помощью электростатического генератора ЭПН-10М от 5 до 9 МэВ, при всех энергиях протонов измерялись спектры нейтронов под углами от 15 до 150° в результате реакции $^{57}\text{Fe}(p, n)^{57}\text{Co}$. Подробное описание спектрометра по времени пролета, методики измерений и обработки результатов приведено в работах [1, 2]. Содержание изотопа ^{57}Fe в фольгемитени толщиной 2,06 мг/см² составляло 88,6 %, основной примесью являлся изотоп ^{56}Fe . Энергия реакции (p, n) на ^{57}Fe составляет -1,619 МэВ, $Q_{p,p'n} = -7,646$ МэВ и $Q_{p,2n} = -12,997$ МэВ.

Согласно статистической модели распада составного ядра угловые распределения вылетающих нейтронов симметричны относительно угла 90°. На рис. 1 приведены дважды дифференциальные сечения эмиссии нейтронов для максимальной в данном эксперименте энергии налетающих протонов $E_p = 9$ МэВ. Из рисунка видно, что и для жесткой части спектра дифференциальные сечения симметричны относительно угла 90°. Таким образом, можно предположить, что для реакции $^{57}\text{Fe}(p, n)^{57}\text{Co}$ имеет место статистический механизм распада составного ядра и вклад не-

равновесных процессов отсутствует или пренебрежимо мал в отличие от реакций на тяжелых ядрах, где при энергиях протонов $\sim (8 + 10)$ МэВ заметен вклад нестатистических процессов [3,4].

На рис.2 представлены интегральные спектры нейтронов в зависимости от энергии возбуждения U при всех энергиях падающих протонов.

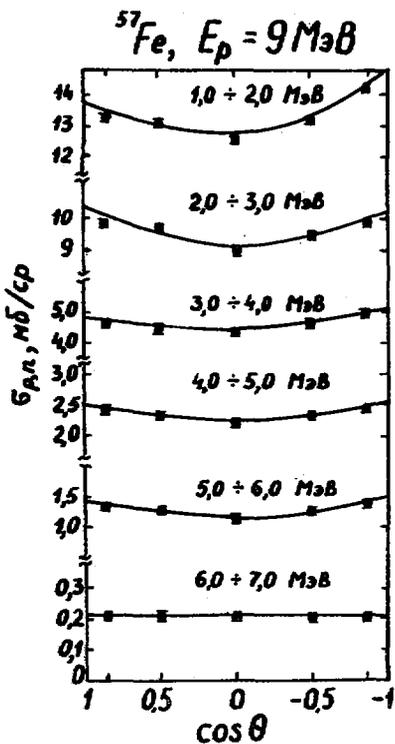


Рис. 1.

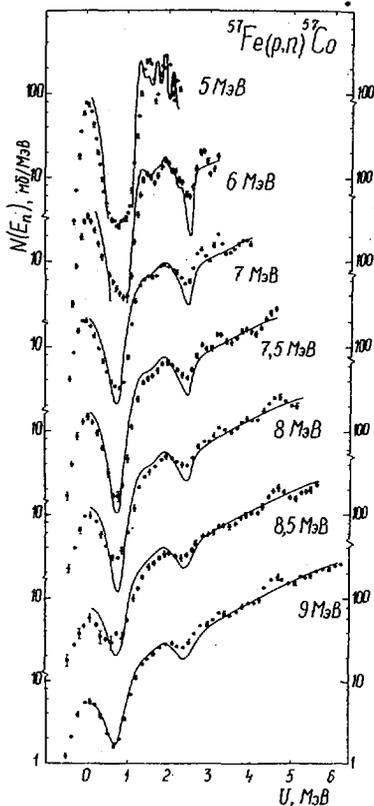


Рис.2.

Как видно из рисунка, на всех спектрах отчетливо выделяется пик нейтронов ($U=0$), соответствующий переходу ядра в основное состояние. При больших значениях U возбуждены уже

группы уровней, включающие в себя до 10 уровней, что особенно заметно при низких энергиях налетающих протонов.

Анализ спектров в рамках испарительной модели проводился для энергий протонов 7 - 9 МэВ. Плотность уровней представлялась в виде

$$\rho(U) \approx \exp(U/T), \quad (1)$$

где T - ядерная температура,

или согласно предсказаниям модели ферми-газа

$$\rho(U) \approx U^{-n} \exp(2\sqrt{aU}), \quad (2)$$

где a - параметр плотности ядерных уровней.

Значение степени " n " в выражении (2) принималось равным 5/4, 3/2 и 2. Рассчитанные значения T и a представлены в таблице.

E_p	E_n ц.м., МэВ	U ц.м., МэВ	T , МэВ	a , МэВ ⁻¹		
				$n = 5/4$	$n = 3/2$	$n = 2$
7,0	0,998-2,901	2,308-4,245	1,038	5,12	5,98	7,92
7,5	1,550-3,353	2,340-4,174	0,914	5,88	6,80	8,85
8,0	2,017-3,835	2,341-4,191	0,947	5,60	6,50	8,50
8,5	2,528-4,348	2,310-4,162	1,044	4,97	5,82	7,71
9,0	2,956-4,781	2,361-4,218	1,059	4,90	5,74	7,62

Все значения T и a получены при сечении обратного процесса

$\sigma_c = const$. Как видно из таблицы, при изменении энергии протонов от 7 до 9 МэВ ядерные температуры так же, как и параметры a , изменяются в пределах $\pm 7\%$, что говорит в пользу статистического механизма распада составного ядра.

На рис.2 сплошными кривыми представлены спектры, рассчитанные по статистической модели Хаузера-Фешбаха с параметрами $a = 7,0$ МэВ⁻¹ и $\delta = -0,25$ МэВ, которые были подобраны из условия одновременного описания спектра как в области известных низколежащих уровней, так и в области сплошного спектра. Подбор параметров a и δ проводился по интегральному спектру нейтронов $N(E_n)$ при $E_p = 9$ МэВ; расчет производился с учетом конкуренции со стороны канала неупругого рассеяния протонов. Использование в расчете энергии уровней, их спин и четности для ядер ^{57}Fe и ^{57}Co взяты в работе [5]. Более под-

робно методика подбора параметров a и δ описана в работе [6]. Так как существует некоторое расхождение в величине интегральных сечений между теорией и экспериментом $\frac{\sigma_{\text{теор}}}{\sigma_{\text{эксн}}} \sim 1,25$, то для удобства их сравнения измеренные спектры привязаны к рассчитанному (в области наибольших значений энергий возбуждения U). Из рис.2 видно, что расчетные кривые хорошо описывают данные эксперимента при всех энергиях падающих протонов, что также подтверждает статистический механизм протекания реакции. Очевидно, что для ядра среднего атомного веса, каким является ^{57}Co , при энергиях протонов ниже 9 МэВ вклад нестатистических процессов еще незаметен из-за сравнительно большой величины сечения низколежащих уровней.

На рис.3 представлены сечения реакции (p, n) в зависимости от энергии протонов для интервала энергий нейтронов от 1 МэВ до $E_p + Q_{p,n}$ (порог детектора равнялся 0,6 МэВ) и функция возбуждения основного уровня ядра ^{57}Co .

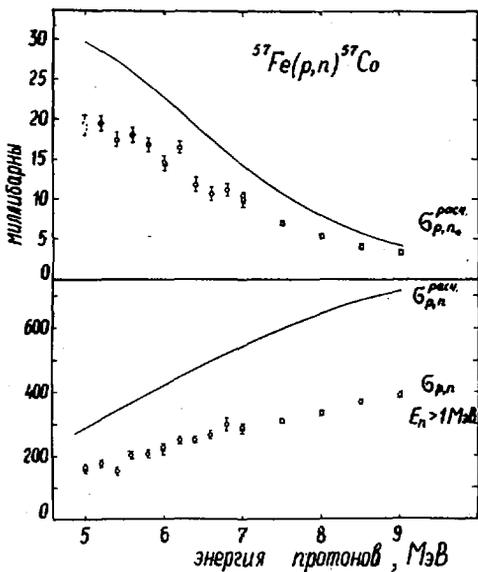


Рис.3.

лишь ≥ 1 МэВ; различия же в сечениях основного уровня в среднем составляет $\frac{\sigma_{p,n}^{\text{теор}}}{\sigma_{p,n}^{\text{эксн}}} \approx 1,4$, и причина его, возможно, заклю-

Ошибки, приведенные на рисунке, включают в себя: 1) статистические ошибки, 2) ошибку калибровки интегратора тока и стабильности его работы, 3) ошибку получения абсолютной эффективности. На этом же графике нанесены расчетные значения сечений. Различие в величине сечения $\sigma_{p,n}$ частично может быть объяснено тем, что экспериментальные значения охватывают интервал энергий нейтронов

чается в том, что при расчете использовались не самые оптимальные значения оптического потенциала для этого ядра.

Таким образом, изучение спектров нейтронов из реакции (p, n) на ядре ^{57}Fe показало, что для измеренного диапазона энергий протонов механизм реакции может быть описан в рамках статистической модели распада составного ядра. Вклад неравновесных процессов еще не заметен на фоне статистического механизма реакции в отличие от протекания реакций (p, n) на тяжелых ядрах, где сечение возбуждения низколежащих уровней на несколько порядков меньше, чем то же сечение на ядрах среднего атомного веса. Найденная абсолютная плотность уровней остаточного ядра ^{57}Co с параметрами $a = 7,0 \text{ МэВ}^{-1}$ и $\delta = -0,25 \text{ МэВ}$ дает удовлетворительное описание спектров нейтронов во всем интервале энергий возбуждения, включая область низколежащих уровней.

Список литературы

1. Труфанов А.М., Нестеренко В.С., Фетисов Н.И. и др. - ПТЭ, 1979, 2, с.50.
2. Котельникова Г.В., Ловчикова Г.Н. и др. - Препринт ФЭИ-897, 1979, Обнинск.
3. Ловчикова Г.Н., Сальников О.А. и др. - ЯФ, 1980, т.31, вып.1, с.3.
4. Котельникова Г.В., Ловчикова Г.Н. и др. - ЯФ, 1980, т.31, вып.5, с.1127.
5. Auble R.L. - Nucl. Data Sheets, 1977, v.20, No 3, p. 327.
6. Проняев В.Г., Котельникова Г.В. и др. - ЯФ, 1979, т.30, вып.3(9), с.604.

МЕХАНИЗМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ И ПАРАМЕТР
ПЛОТНОСТИ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ ^{238}U

Н.В.Корнилов, Б.В.Журавлев, О.А.Сальников, В.И.Трыкова
(ФЭИ)

В работе представлены результаты измерений спектров неупругорассеянных нейтронов при энергиях 6,02; 6,98; 7,98; 8,94; 14,3 МэВ.

Спектры описаны в виде суммы двух составляющих: равновесной и неравновесной.

В зависимости от предположений о форме спектра нейтронов, испущенных в неравновесном процессе, получены различные значения параметра a и его энергетическая зависимость.

The inelastically scattered neutron spectra were measured for the incident energies 6.02, 6.98, 7.98, 8.94 and 14.3 MeV. The spectra are considered as the sum of the equilibrium and non-equilibrium components.

Level density parameter, a , was determined at the different assumptions for the non-equilibrium neutron spectra.

Спектры вторичных нейтронов ^{238}U при начальных энергиях 6 + 9 МэВ были измерены методом времени пролета на спектрометре ускорителя ЭП-10М.

Источником нейтронов служила газовая дейтериевая мишень [1]. Разрешение $\sim 1,7$ нсек/м. Техника эксперимента аналогична ранее используемой в работах [2,3]. Угловые распределения измерялись при энергиях 6,02 и 7,98 МэВ, в остальных случаях спектр измерялся под углом 90° , и для получения интегрального спектра учитывалась информация об угловой зависимости. Асимметричная компонента в угловом распределении $\leq 15\%$ при энергии вторичных нейтронов > 3 МэВ.

При энергии $E_0 = 8,94$ МэВ измерялся и был вычтен фон ней-

тронов из реакции (d, np) . Интегральный спектр вторичных нейтронов при этой энергии хорошо совпал с измеренным ранее ($E_0 = 9,1$ МэВ) [2], хотя имеются некоторые указания, что угловая асимметрия для $E > 6$ МэВ в работе [2] несколько завышена.

Для получения спектров неупругорассеянных нейтронов (спектров первого нейтрона при $E_0 > 7$ МэВ) из интегральных спектров вычитались спектры нейтронов деления [4] и при $E_0 > 7$ МэВ спектры второго нейтрона, форма которых рассчитывалась в соответствии с рекомендациями работы [10], а нормировка осуществлялась на сечения $(n, 2n)$, полученные в работе [1]. Полученные таким образом спектры вместе с результатами работы [3] приведены на рис.1.

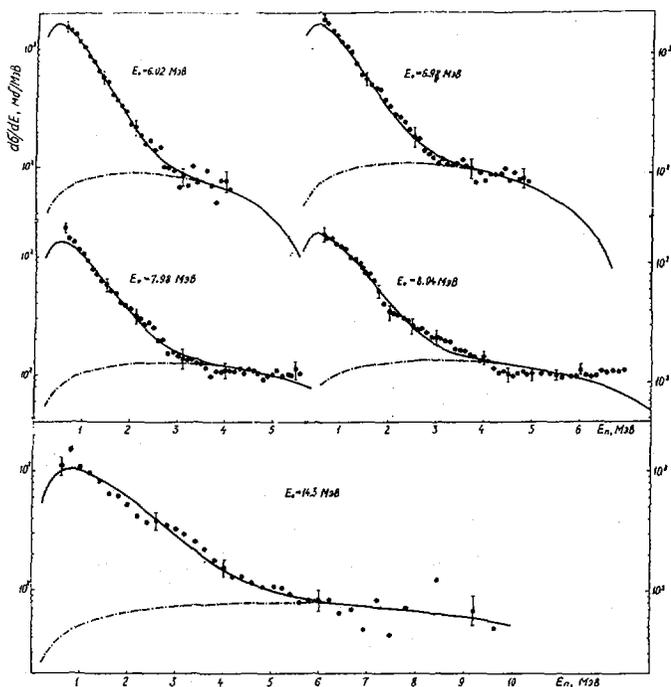


Рис.1. Спектры неупругорассеянных нейтронов и их описание с помощью выражений (1), (3). Штрих-пунктирной линией показан вклад нейтронов из прямого процесса

Для описания спектров они представлялись в виде :

$$\bar{b}(E, E_0) = A1 \delta^{1+n}(E) E \sqrt{E} r_2 \sqrt{aU} + A2 \bar{b}d_i(E, E_0), \quad (1)$$

где $U = E_0 - E - \delta$ - энергия остаточного ядра ($\delta = 1, 12$ МэВ);

a - параметр плотности ядерных уровней;

$\bar{b}d_i(E, E_0)$ - спектр нейтронов, испущенных в неравновесном процессе.

Показатель степени n рассчитывался с учетом распределения моментов в соответствии с рекомендациями работы [5].

Спектр неравновесных нейтронов рассчитывался по соотношениям, даваемым моделями прямого взаимодействия [6, 7] и предравновесного распада:

$$\bar{b}d_i(E, E_0) = E \sum_{n_0}^{\bar{n}} (U / (E_0 + V_n))^{n-2} \rho(n+1)(n-1); \quad (2)$$

$$\bar{b}d_i(E, E_0) = \sqrt{E/E_0} (E_0 - E); \quad (3)$$

$$\bar{b}d_i(E, E_0) = \sqrt{E/E_0}. \quad (4)$$

Поиск параметров осуществлялся методом наименьших квадратов в области энергий вторичных нейтронов, для которых оцененный вклад второго нейтрона $\leq 20\%$ (кроме точки 14,3 МэВ).

Использование выражений (2 + 4) дает удовлетворительное описание спектров, не различимое с точки зрения χ^2 -критерия, но существенно разные зависимости a от энергии возбуждения (рис.2).

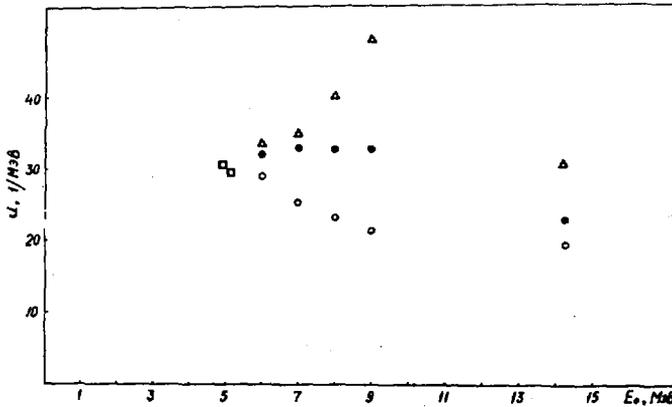


Рис. 2. Зависимость параметра плотности уровней от начальной энергии. Спектр неравновесных нейтронов рассчитывался по формулам: (2) - Δ , (3) - \bullet , (4) - \circ . Резонансные данные работы [9] - \square .

При использовании выражений (2,4) параметр α изменяется в $\sim 1,5$ раза при изменении энергии возбуждения на ~ 3 МэВ.

Этот интервал сравним с интервалом энергий возбуждения остаточного ядра при испускании нейтронов в равновесном процессе для заданной начальной энергии, и зависимость α от энергии возбуждения должна привести к отличающейся от экспериментальной форме спектра неупругорассеянных нейтронов.

Таким образом, использование выражения (3) дает более согласованное описание экспериментальных данных.

В таблице приведены значения α , A_2 , n , границы поиска параметров, полученные сечения равновесного b_c , прямого b_{di} процессов и $\alpha = b_{di} / (b_c + b_{di})$. Приведено также значение α , полученное без учета вклада прямых процессов для $E_0 = 6,02$ МэВ.

В этом случае интервал энергий выбирался таким, чтобы вклад прямых процессов был пренебрежим. При расчете $\sigma_{inv} = const.$

$E_0,$ МэВ	$E1 \div E2,$ МэВ	n	$a,$ $I/\text{МэВ}$	$A2,$ мб/МэВ	$\sigma_c,$ мб	$\sigma_{di},$ мб	$\alpha\%$
6,02	0,6 + 1,1	1,697	32,7	-	-	-	-
	0,6 + 4		31,9	38,0	1755	367	17,3
6,98	0,99 + 4,8	1,685	32,9	39,6	1831	515	22,0
7,98	0,9 + 5,6	1,673	32,7	41,8	1647	709	30,0
8,94	1,3 + 6,3	1,663	32,9	39,5	1981	841	29,8
14,3	0,7 + 9,2	1,642	22,8	14,3	2068	778	27,3

Значения параметров a , σ_c и $A2$ постоянны в интервале энергий 6 + 9 МэВ.

Усредненные значения равны :

$$a = 32,6 \pm 0,3 \text{ I/МэВ};$$

$$\sigma_c = 1803 \pm 70 \text{ мбарн};$$

$$A2 = 39,7 \pm 0,8 \text{ мб/МэВ}^2.$$

Указанные ошибки - ошибки среднего значения, полученные из разброса данных при разных начальных энергиях.

Использование в качестве сечения обратной реакции $\sigma_{ab\gamma}$, рассчитанной по оптической модели, приводит к уменьшению параметра a на ~4% без изменения энергетической зависимости.

Значения параметра a хорошо совпадают с резонансными данными, $28 \leq a \leq 33 \text{ I/МэВ}$.

Уменьшение параметра a при $E_0 = 14,3 \text{ МэВ}$, по всей видимости, связано с неточностями при вычитании спектра нейтронов деления и спектра второго нейтрона.

В настоящее время не сделан детальный анализ усредненно-го по многим переходам спектра нейтронов прямого процесса. В общем случае коэффициент $A2$ пропорционален $|V_{if}|^2$ - усредненному матричному элементу, описывающему переходы из

начального в конечное состояние. На основе полученных данных можно сделать вывод о постоянстве $\frac{1}{V_{if}}/^2$ при $E_0 \leq 9$ МэВ.

Список литературы

1. Корнилов Н.В., Журавлев Б.В. и др. Доклад на симпозиуме по взаимодействию быстрых нейтронов с ядрами Гауссиг. 1979.
2. Битков Н.С., Журавлев Б.В. и др. Нейтронная физика, 1977, ч.2, стр.22.
3. Бармба В.Я., Журавлев Б.В. и др.-Препринт ФЭИ-671, 1976.
4. Корнилов Н.В., Бармба В.Я., Сальников О.А. Труды настоящей конференции.
5. Игнатюк А.В., Шорин В.С., Ядерная физика, 1970, 12, вып.6.
6. Лукьянов А.А., Сальников О.А., Сапрыкин Е.М.-Ядерная физика, 1975, том 21, стр.67.
Лукьянов А.А., Сальников О.А., Сапрыкин Е.М.-Препринт ФЭИ-472, 1974.
7. Jahn H. Nuclear theory in neutron nuclear data aval. Trieste. 1975 v.2, p.315.
8. Аникин Г.В., Попов В.И. и др.-Препринт ФЭИ-405 1973.
9. Gilbert A. Cameron A.G.W. Can. J: of Phys. v.43, 1446 (1965).
10. Caner M. Segev M. Nucl.Sci. and Eng. 59, N°4, 395 (1976).

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГРУПП НЕЙТРОНОВ, НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ
ЯДРАМИ Fe, In ПРИ НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ $E_0 = 14,6$ МэВ, И МЕХАНИЗМ
ВОЗБУЖДЕНИЯ ВЫСОКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ

А.П.Дегтярев, Г.А.Прокопец

(КТУ)

Методом времени пролета измерены спектры нейтронов, неупруго рассеянных ядрами железа и индия при энергии падающих нейтронов $E_0 = 14,6$ МэВ. Измерения выполнены для углов рассеяния $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 70^\circ, 90^\circ, 175^\circ$. Получены дифференциальные сечения рассеяния $\langle \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \rangle_{\Delta E}$ для отдельных групп ΔE вылетающих нейтронов в интервале их энергий $E_{n'} = 2+12$ МэВ. Сделаны заключения о механизмах процесса.

The time of flight method has been used to measure spectra of neutrons inelastically scattered on the nuclei iron and indium at the incident energy $E_0 = 14,6$ MeV. The measurements have been carried out for angles $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 70^\circ, 90^\circ, 175^\circ$. The double differential cross sections $\langle \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \rangle_{\Delta E}$ for separate groups ΔE of emitted neutrons are reported. The mechanism of the process is discussed.

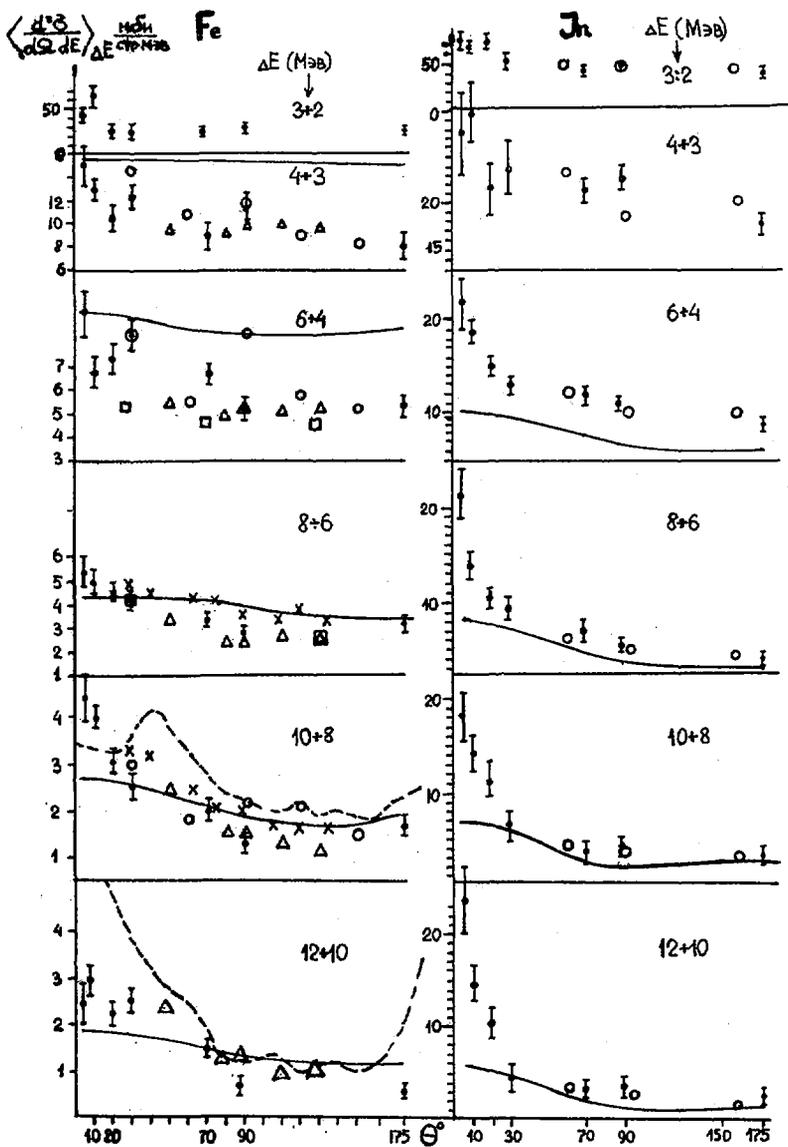
Цель данной работы - получение экспериментальной информации, которая была бы полезной для уточнения механизма возбуждения высоколежащих состояний ядер в рассеянии нуклонов с энергией $E \gg 10$ МэВ. Важным аспектом проблемы является определение вкладов статистического и прямого процессов. Наиболее чувствительно в этом отношении угловое распределение продуктов реакции. Заметное число работ (например, [1-4]) выполнено с нейтронами $E = 14+15$ МэВ. Однако результаты отдельных авторов в деталях не всегда согласуются друг с другом. Существующие результаты получены в интервале углов $\theta = 30^\circ+150^\circ$, где наблюдаемые распределения слабо анизотропны. При отмеченном расхождении в данных отдельных авторов трудно сопоставить те или иные особенности угловой зависимости с конкретным механизмом реакции.

Нами выполнены измерения для ряда средних и тяжелых ядер при энергии налетающих нейтронов $E_0 = 14,6$ МэВ, в которых внимание было сосредоточено главным образом на поведении дифференциальных сечений неупругого рассеяния в ранее не исследованных угловых интервалах. Измерения выполнены для углов рассеяния

$\theta = 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 70^\circ, 90^\circ, 175^\circ$. Непосредственно измерялись спектры времен пролета нейтронов, рассеянных образцами в виде поллой сферы. Здесь сообщаются результаты для железа и индия. Методика эксперимента изложена в [5]. Пролетная база составляла $L = 3$ м, временное разрешение по пику упругого рассеяния $\Delta t = 3$ нс. Использование полной механической защиты позволило провести измерения для экстремальных углов $\theta = 5^\circ$ и 175° при $\Delta \theta = \pm 2,5^\circ$.

Результаты представлены на рисунке в форме угловых распределений для отдельных групп неупруго провзаимодействовавших нейтронов, энергия которых заключена в интервалах 2+3; 3+4; 4+6; 6+8; 8+10; 10+12 (МэВ) (точки с указанием статистической ошибки). Там же приведены данные других экспериментов. В случае железа, где имеется достаточно много измерений, видно, что результаты отдельных авторов согласуются лишь в отношении общих тенденций, в то время как разброс отдельных точек не позволяет связывать их нерегулярность с причинами физического характера (см. рис.: $\circ - [1]$, $\Delta - [2]$, $\times - [3]$, $\square - [4]$). Основная особенность полученных результатов состоит в констатации факта значительной направленности вперед угловых распределений, особенно заметной для $\theta < 30^\circ$.

Угловые распределения имеют монотонный характер и не проявляют ярко выраженных структурных особенностей. В целом асимметрия для индия выше, чем для железа. Полученные угловые распределения сравнивались с расчетами в рамках экситонной модели (проведенными В.А.Плюйко), которые учитывают предравновесный распад ядер и включают сохранение углового момента, а также интерференцию каналов с фиксированным числом экситонов n и спином J , но с разными значениями орбитального момента l [6]. Угловое распределение для ядер железа сравнивается также с расчетами А.В.Игнатюка, которые выполнены в рамках метода искаженных волн для прямого неупругого рассеяния с возбуждением энергетически возможных однофононных состояний. При этом вклад неупругого рассеяния посредством образования составного ядра рассчитывался с помощью теории Хаузера-Фешбаха [7]. Расчет в рамках модели предравновесного распада приводит к асимметрии, более слабой, чем экспериментальная, однако отражает тенденцию к росту при переходе от железа к индию и общий характер угловой зависимости. В то же время расчет, предполагающий механизм прямого взаимодействия, неверно передает поведение углового распределения для уг-



лов $\theta < 30^\circ$ и $\theta > 150^\circ$. В обоих случаях существуют возможности для улучшения согласия с опытом при принципиальном различии представлений о механизме процесса. Тем не менее простота и однообразие угловых распределений, наблюдаемых в эксперименте, отсутствие особенностей, которые можно было бы связать со структурой ядер, делает подход неравновесной статистической модели предпочтительным.

Список литературы

1. О.А.Сальников, В.Б.Ануфриенко и др. - В сб. Ядерные константы, вып.15. М., Атомиздат, 1974, с.129.
2. D.Hermsdorf, A.Meister, S.Sassonoff, D.Seeliger, K.Seidel, F.Shahin. ZFK-277, 1974.
3. G.C.Bonazzolla et.al:NP, v. 51,3,1964, p.353.
4. Y.Irie, M.Nyakutake et al., Progr.Rep. INDC(YAP) 23/1 septembre 1974, p.53.
5. А.П.Дегтярев, Ю.Е.Козырь, Г.А.Прокопец. Доклад на настоящей конференции.
6. В.А.Плюшко.-ЯФ, т.27, вып.5, 1978, с.1175.
7. А.В.Игнатюк, В.П.Линев, В.Г.Проняев.-Известия АН СССР, 39, 1975, с.2144.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ $\left\langle \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE \Delta E} \right\rangle$ РЕАКЦИЙ (n, xn) ПРИ
 ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ $E_0 = 20,6$ МэВ
 С ЯДРАМИ НЕКОТОРЫХ СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Г.А.Проконеп
 (КТУ)

Методом времени пролета измерены дифференциальные сечения выхода групп нейтронов в интервале их средних энергий 0,5-19 МэВ под углом 90° для нейтронов начальной энергии $E_0 = 20,6$ МэВ, бомбардируемых ядра Fe, ^{59}Co , ^{93}Nb , ^{115}In , ^{197}Au , ^{209}Bi . Спечены сечения реакций (n, xn) , (n, n) , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ при этой энергии. Определены параметры плотности уровней для изучавшихся ядер.

The time of flight neutron spectra were observed, following the interaction between the nuclei Fe, ^{59}Co , ^{93}Nb , ^{115}In , ^{197}Au , ^{209}Bi and incident neutrons at the energy $E_0 = 20,6$ MeV. Neutron production differential cross sections $\left\langle \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right\rangle \Delta E$ for these elements at an angle $\theta = 90^\circ$ and $0,5 \leq E \leq 19$ MeV have been used to evaluate cross sections for (n, xn) reactions. The level density parameters "a" have been extracted too.

Измерения выполнены на спектрометре времени пролета лаборатории нейтронной физики в Студсвике, работающем совместно с импульсным ($\tau_u \approx 2$ нс) электростатическим ускорителем Ван-де-Граафа [1]. Геометрия эксперимента соответствует полной механической защите детектора от нейтронного и γ -фона. В сравнении с [1] защита была усилена ввиду более высокой энергии первичных нейтронов. В блок-схему спектрометра была также включена схема дискриминации γ -излучения по форме импульса. Полное временное разрешение спектрометра составляло ≈ 1 нс/м. Нейтроны генерировались в процессе бомбардировки мишени, наполненной газообразным тритием, пучком дейтронов с энергией $E_d = 4,15$ МэВ. Энергия нейтронов из реакции $T(d, n)^4\text{He}$, падающих на химически чистые образцы в форме полых цилиндров, соответствовала $E_0 = 20,6$ МэВ ± 93 кэВ. Определялись дифференциальные эффективные сечения $\left\langle \frac{d^2\sigma(E, 90^\circ)}{dE d\Omega} \right\rangle$ выхода нейтронов, усредненные по интервалу энергий ΔE , вблизи средней энергии E вылетающих нейтронов. Была учтена поправка, которая связана с присутствием

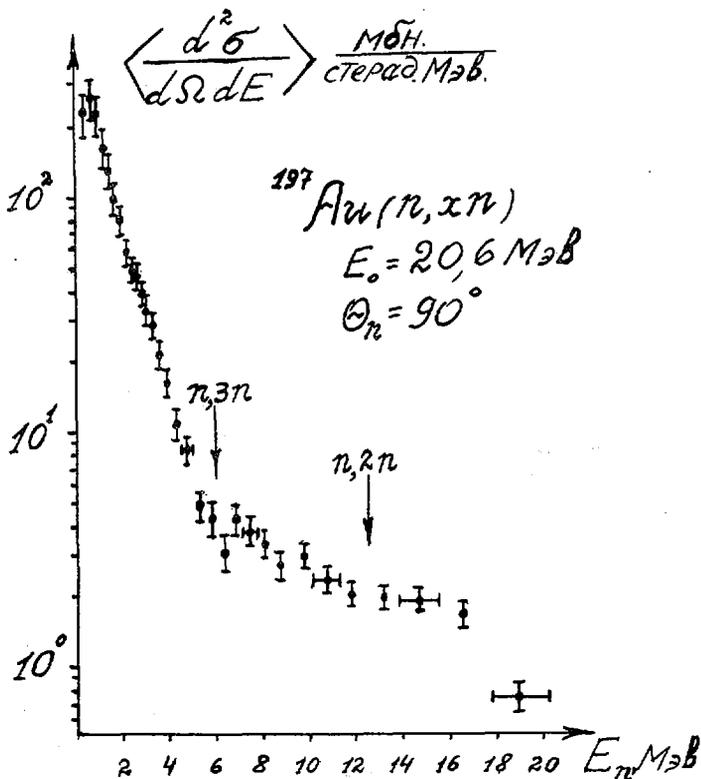
в спектре нейтронов, испускаемых источником, наряду с моноэнергетическими нейтронами реакции $T(d, n)^4\text{He}$ также и примеси сложного спектрального состава, возникающей при взаимодействии бомбардирующих дейтронов с конструкционными материалами и загрязнениями мишени. Аналитический расчет этой поправки опирается на данные, полученные в ходе эксперимента, и ее неопределенность наиболее сильно снижает точность результатов для $E_n < 2$ МэВ.

Измерения проведены на ядрах Fe , ^{59}Co , ^{93}Nb , ^{115}In , ^{197}Au , ^{209}Bi . Рисунок демонстрирует результаты, полученные для ^{197}Au . Такая форма спектра нейтронов из реакций (n, xn) при $E_0 = 20,6$ МэВ типична и для других исследованных элементов. В таблице представлены интегральные характеристики спектров: $\bar{\sigma}_i = 4\pi \int_{E_i}^{E_0} \left\langle \frac{d^2\bar{\sigma}(90^\circ)}{d\Omega dE} \right\rangle dE$, соответствующие полному сечению выхода нейтронов из реакций (n, xn) и сечению неупругого рассеяния с возбуждением состояний $u < \beta_n$ ниже порога трехчастичных реакций.

В таблице приведены также оценки для сечений реакций $(n, 2n)$ и (n, n') . При этом использовались результаты настоящих измерений и данные о сечении реакции $(n, 3n)$ [2], а также предположение о том, что условия (n, γ) -конкуренции выше порога реакции $(n, 2n)$ при $E_0 = 20,6$ МэВ аналогичны условиям при $E_0 = 14,6$ МэВ [3]. Полученные оценки хорошо согласуются с прямыми измерениями $\bar{\sigma}(n, 2n)$ [2].

Этот результат может рассматриваться как определенное свидетельство в поддержку принятой в работах [3] картины конкуренции между испусканием γ -кванта и нуклона для высоковозбужденных состояний. В дополнение к этому наблюдается также согласие приводимых здесь оценок полного сечения неупругого рассеяния

$\bar{\sigma}_n$ для железа и кобальта с величинами, найденными нами ранее из спектров γ -квантов, сопровождающих взаимодействие нейтронов $E_0 = 20,5$ МэВ с ядрами ^{56}Fe и ^{59}Co [4]. Для ядер ^{197}Au и ^{209}Bi оценка была произведена для сечений реакций $(n, 3n)$ и (n, n') , опираясь на известные сечения неупругого взаимодействия, и реакции $(n, 2n)$ [2]. Неплохое соответствие извлеченной величины $\bar{\sigma}(n, 2n)$ с результатами прямых измерений [2] позволяет с доверием отнестись и к приводимым значениям $\bar{\sigma}_n$.



Важным применением полученных спектров представляется их анализ с точки зрения информации о плотности уровней ядер в области высоких возбуждений.

Процедура состояла в нахождении температуры ядра T_I после испускания первого нейтрона методом Ле-Кутера и последующего определения параметра плотности ядерных уровней "а" как решения уравнения, учитывающего энергетическую зависимость $a(U)$ [5], при значении показателя предэкспоненциального множителя в выражении для плотности уровней $\bar{n} = 5/4$. Извлеченные таким образом значения T_I и a , относящиеся к средней энергии возбуждения ядра мишени $\langle U \rangle$, включены в таблицу.

	^{56}Fe	^{59}Co	^{93}Nb	^{115}In	^{197}Au	^{209}Bi
$\sigma(n, xn), \sigma$ ($\delta \approx 20\%$)	1,77	1,94	3,21	3,31	5,70	5,45
$\sigma_n(u < B_n), \text{мб}$	150 \pm 17	139 \pm 15	94 \pm 11	145 \pm 16	139 \pm 15	140 \pm 17
$\sigma_n', \text{мб}$	290 245 \pm 38I [4]	230 261 [4]	270		250	350
$\sigma_{2n}, \text{мб}$	740 640 \pm 40 [2]	840 830 \pm 53 [2]	1050 1040 \pm 85 [2]			
$\sigma_{3n}, \text{мб}$					1250 1210 \pm 81 [2]	1100 1340 \pm 87 [2]
$T_I, \text{МэВ}$	1,63 \pm \pm 0,15	1,57 \pm \pm 0,24	1,18 \pm \pm 0,12	1,21 \pm \pm 0,15	1,05 \pm \pm 0,05	1,14 \pm \pm 0,05
$\langle u \rangle \approx E_0 - 2T_I,$ МэВ	17,3	17,5	18,2	18,2	18,5	18,3
$a(\langle u \rangle),$ I/МэВ	5,8	6,9	12,9	11,9	16,1	14,0

Список литературы

1. Tykesson P. and Wiedling T. - Nucl. Instr. Meth., 1970, 77, 277; Holmgvist B. - Ark. Fys., 1968, 38, 403.
2. Veesser L.R., Arthur E.D., Young P.G. - Phys. Rev. 1977, 16C, 1792; Auchampaugh G.F., Drake D.M., Veesser L.R. Symposium on neutron cross sections from 10 to 40 MeV held at BNL, New York, 1977, 231.
3. Ю.Е.Козырь, Г.А.Прокопец. - ЯФ, 1978, т.27, с.616; ЯФ, 1977, т.26, с.927.
4. В.Коркальчук, Г.А.Прокопец, Б.Хольмквист. - ЯФ, 1974, т.20, с.1096; V. Corcalciuc, B. Holmgvist, A. Marcinkowski and G.A. Prokopets, Nucl. Phys., 1978, A307, 445.
5. Ставинский В.С. - ЭЧАЯ, 1972, т.3, с.832.

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ (n, p) И (n, np) НА ЯДРАХ
 ^{27}Al , ^{50}Cr , ^{54}Fe ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14,1 МэВ

Л.И.Ключкова, Б.С.Ковригин, В.Н.Курицын,
Н.С.Лаврова, Е.В.Черепанов, В.А.Шмбав

(ЛТИ им.Ленсовета)

Методом телескопа счетчиков измерены энергетические и угловые распределения протонов из реакций (n, p) и (n, np) на ядрах ^{27}Al , ^{50}Cr , ^{54}Fe при энергии нейтронов 14,1 МэВ. Найдено, что угловое распределение протонов для ^{50}Cr , ^{54}Fe приблизительно симметрично относительно угла 90° , а для ^{27}Al — асимметрично. Определены сечения реакций и ядерные температуры.

Energy spectra and angular distributions of the protons emitted from (n, p) and (n, np) reactions at 14,1 MeV neutrons on the targets ^{27}Al , ^{50}Cr , ^{54}Fe are measured by means of a telescope. The angular distributions of the protons are nearly symmetric around 90° for ^{50}Cr , ^{54}Fe . The angular asymmetry is found for ^{27}Al . The cross sections and nuclear temperature are determined.

Методом телескопа счетчиков изучены энергетические спектры и угловые распределения протонов из реакций (n, p) и (n, np) на ядрах ^{27}Al , ^{50}Cr , ^{54}Fe при энергии нейтронов 14,1 МэВ. Телескоп состоял из двух газовых пропорциональных счетчиков и кремниевого полупроводникового детектора. Измерения проводились при потоке 10^9 нейтронов/с на 4π в угловых диапазонах: $0 \div 120^\circ$ через 15° для ^{27}Al , $40 \div 100^\circ$ через 20° для ^{50}Cr , $0 \div 140^\circ$ через 20° для ^{54}Fe . Исследуемая мишень помещалась на расстоянии 12 см от источника нейтронов. Для идентификации рода частиц и снижения фона телескопа применялся двумерный анализ $(E, \Delta E)$. Для выделения локуса протонов использовалось двумерное распределение протонов np -рассеяния на ядрах водорода толстой полиэтилено-

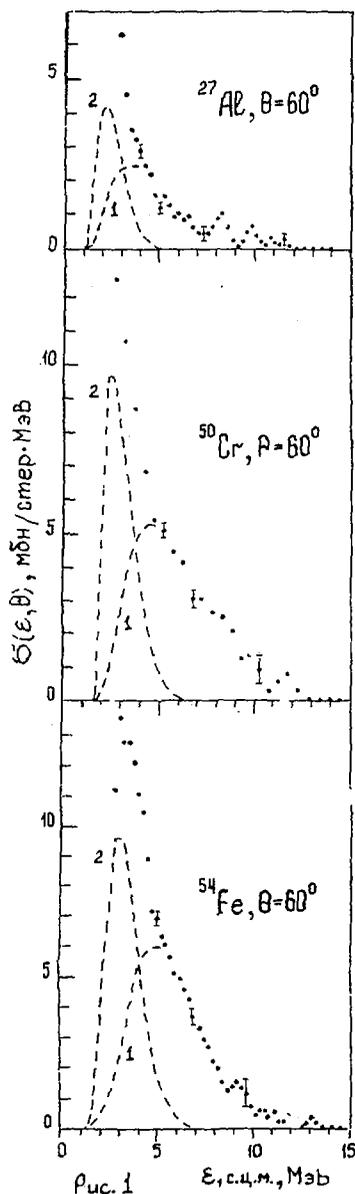


Рис. 1

вой мишени (370 мг/см^2). Сечения исследуемых реакций определялись относительным методом по $n\text{-p}$ -рассеянию на тонкой полиэтиленовой мишени ($7,45 \text{ мг/см}^2$). Обработка экспериментальных данных проведена на ЭВМ М-222 по программе [1]. Результатом первичной обработки являются энергетические спектры - зависимости дважды дифференциальных сечений $\sigma(\epsilon_k, \theta_k)$ в э.э.м. от энергии выходного канала ϵ_k , которые представляют суммарный эффект реакции (n, p) и (n, np) . На рис. 1 приведены энергетические спектры протонов в реакциях на исследуемых ядрах при угле измерения $\theta = 60^\circ$.

Обработка экспериментальных результатов проведена по статистической теории ядерных реакций. Согласно этой теории ядерная температура может быть найдена из соотношения

$$1/T = \frac{d}{d\epsilon} \{ \ln [\sigma(\epsilon)/\epsilon \sigma_c(\epsilon)] \},$$

где $\sigma(\epsilon)$ - дифференциальное сечение реакции, ϵ - энергия выходного канала, $\sigma_c(\epsilon)$ - сечение захвата протона остаточным ядром. Для определения температуры остаточного ядра энергетические спектры протонов в реакциях на исследуемых ядрах интегрировались по телесному углу. Далее строился график зависимости $\ln [\sigma(\epsilon_k)/\epsilon_k \sigma_c(\epsilon_k)]$ от энергии выходного канала (рис. 2).

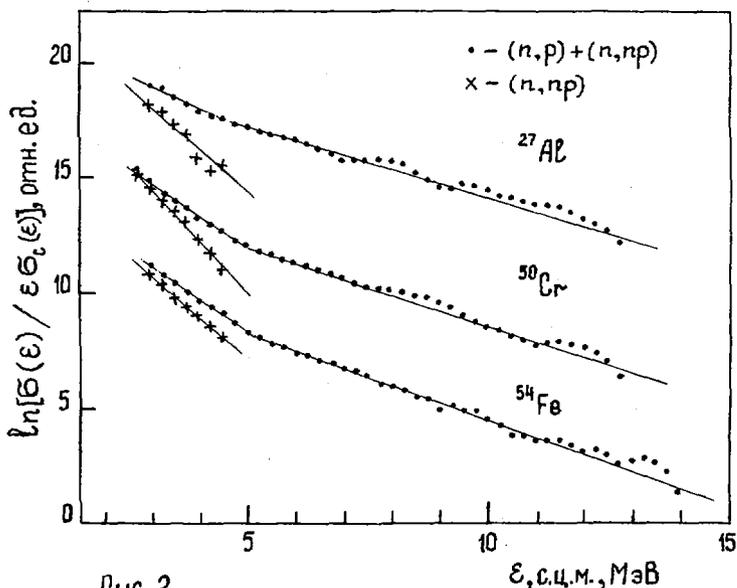


Рис. 2

Из рисунка видно, что указанная зависимость может быть аппроксимирована прямой линией, которая имеет излом при максимальной энергии протонов в реакции (n, np) . Угловой коэффициент наклона прямой к оси абсцисс определялся по методу наименьших квадратов с учетом статистического веса результата и согласно определению равен обратной величине температуры. Значения ядерных температур T_1 остаточных ядер в реакциях $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$, $^{50}\text{Cr}(n, p)^{50}\text{V}$, $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ найдены равными соответственно $(1,64 \pm 0,06)$, $(1,53 \pm 0,04)$, $(1,39 \pm 0,02)$ МэВ. Используя эти значения температур, рассчитаны энергетические спектры реакции (n, p) на исследуемых ядрах для области энергии, где спектр этой реакции перекрывается со спектром реакции (n, np) , с помощью соотношения

$\sigma(\epsilon_k) = \alpha \epsilon_k \sigma_{1c}(\epsilon_k) \exp(-\epsilon_k/T_1)$, где α - нормировочный коэффициент. Далее из экспериментальных спектров в области реакции (n, np) вычитались расчетные спектры реакции (n, p) и строились графики зависимости $\ln[\sigma_{n,np}(\epsilon_k)/\epsilon_k \sigma_{2c}(\epsilon_k)]$ от ϵ_k (рис.2), где $\sigma_{n,np}(\epsilon_k)$ -

дифференциальное сечение реакции (n, p) . Значения ядерных температур T_2 остаточных ядер для реакций

$^{27}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$, $^{50}\text{Cr}(n, p)^{49}\text{V}$, $^{54}\text{Fe}(n, p)^{53}\text{Mn}$ найдены соответственно равными $(0,55 \pm 0,03)$, $(0,46 \pm 0,02)$, $(0,54 \pm 0,02)\text{МэВ}$.

Знание ядерных температур позволяет провести разделение реакций (n, p) и $(n, n\gamma)$ путем аппроксимации экспериментальных спектров при различных углах θ соотношением

$$\sigma(\epsilon, \theta_i) = \alpha'(\theta_i) \epsilon_{\kappa} \sigma_{1c}(\epsilon_{\kappa}) \cdot \exp(-\epsilon_{\kappa}/T_1) + \beta'(\theta_i) \epsilon_{\kappa} \sigma_{2c}(\epsilon_{\kappa}) \exp(-\epsilon_{\kappa}/T_2),$$

где $\alpha'(\theta_i)$ и $\beta'(\theta_i)$ - нормировочные коэффициенты. На рис. I расчетные спектры протонов в реакциях (n, p) и $(n, n\gamma)$ изображены соответственно пунктирными кривыми I и 2.

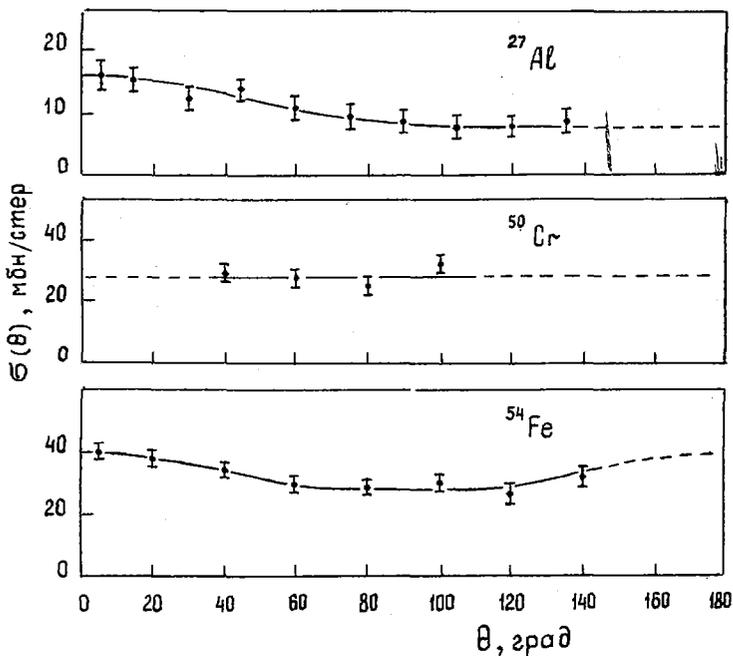


Рис. 3

На рис.3 показаны угловые распределения протонов в реакциях $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{50}\text{Cr}(n,p)^{50}\text{Cr}$, $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Fe}$.

Из рисунка видно, что угловые распределения протонов для ^{50}Cr , ^{54}Fe приблизительно симметричны относительно угла $\theta = 90^\circ$. Из этого можно заключить, что основным механизмом реакции (n,p) на ядрах ^{50}Cr , ^{54}Fe является образование составного ядра. Угловое распределение протонов для реакции (n,p) на ядре ^{27}Al - асимметрично, что указывает на вклад прямого процесса для данной реакции. Для определения полных сечений реакций кривые угловых распределений экстраполировались в область углов, для которых измерения не проводились. Найденные значения сечений реакций (n,p) и (n,np) на исследуемых ядрах приведены в таблице.

Ядро-мишень	$\sigma_{n,p}$, мб	$\sigma_{n,np}$, мб	$\sigma_{n,p} + \sigma_{n,np}$, мб
^{27}Al	122 ± 12	84 ± 17	206 ± 21
^{50}Cr	357 ± 31	237 ± 34	594 ± 46
^{54}Fe	363 ± 25	306 ± 45	670 ± 52

Список литературы

- Исаев В.А. и др. - В кн.: Тезисы докладов XXX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград, Наука, 1980, с.432.

О МЕХАНИЗМЕ РЕАКЦИИ ($n, 2n$)

С.Н.Ежов, В.А.Плюйко

(КГУ)

Предложена комбинированная модель для описания реакции ($n, 2n$): начальный этап рассматривается в рамках метода искаженных волн, последующие - на основе экситонной модели. Выполнено сравнение с экспериментом.

The combined model for the description the ($n; 2n$) reaction is presented: the first step is considered in frames of the distorted wave approach, the others are based on the exciton model. The theoretical and experimental results are compared.

В рамках экситонной модели прямое выбивание налетающим нейтроном нейтрона ядра-мишени с сечением $\sigma_{3,2}$ представляет собой независимую эмиссию нейтронов из состояний составной системы с $n = 3$ и первого дочернего ядра с $n' = 2$. Если оценить отношение сечений прямой и предравновесной эмиссии как отношение плотностей открытых конфигураций экситонных состояний к закрытым [1], то окажется, что прямой процесс вносит подавляющий вклад в $\sigma_{3,2}$. Это позволяет использовать вместо $\sigma_{3,2}$ сечение прямого выбивания σ_d , рассчитываемое в рамках микроскопического подхода.

Для согласования первой стадии протекания реакции с последующими используем систему кинетических уравнений, с помощью которых удастся хорошо описать динамику протекания реакций:

$$\frac{\partial P_n(t)}{\partial t} = -[(1-\delta_{n,n_0})\lambda_n^- + (1-\delta_{n,n_{\max}})\lambda_n^+ + L_n] P_n(t) + (1-\delta_{n,n_0})\lambda_{n-2}^+ P_{n-2}(t) + (1-\delta_{n,n_{\max}})\lambda_{n+2}^- P_{n+2}(t), \quad (I)$$

$n = n_0, n_0+2, \dots, n_{\max}.$

Здесь λ_n^\pm - скорости внутроядерных переходов $n \rightarrow n \pm 2$; L_n - скорость распада в непрерывный спектр состояния с экситонами.

При достаточно высоких энергиях возбуждения U ($U \gg 160/A$, МэВ) составной системы наиболее вероятное число экситонов \bar{n} в состоянии термодинамического равновесия

много больше начального числа экситонов n_0 . В этом случае $\lambda_{n_0}^+ \gg \lambda_{n_0+2}^-$ и можно пренебречь зависимостью начальной стадии реакции от последующих и моделировать ее независимо от них. Тогда решение первого уравнения из системы (I) имеет вид

$$P_{n_0}(t) = \exp[-\Gamma_0 t/\hbar], \quad (2)$$

а оставшиеся уравнения можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_n}{\partial t} = & -[\lambda_n^- + (1 - \delta_{n, n_{\max}}) \lambda_n^+ + L_n] P_n \\ & + (1 - \delta_{n, n_0+2}) \lambda_{n-2}^+ P_{n-2} + (1 - \delta_{n, n_{\max}}) \lambda_{n+2}^- P_{n+2} \\ & + \delta_{n, n_0+2} \frac{\Gamma_0^\downarrow}{\hbar} \exp[-\Gamma_0 t/\hbar], \quad n = n_0+2, n_0+4, \dots, n_{\max}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь

$$\Gamma_0 = \hbar(\lambda_{n_0}^+ + L_{n_0}), \quad \Gamma_0^\downarrow = \hbar \lambda_{n_0}^+.$$

Интегральные заселенности ("времена жизни") экситонных состояний определяются соотношением

$$t_n = \int_0^\infty P_n(t) dt. \quad (4)$$

Интегрируя систему (I), можно получить систему линейных алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей относительно времен t_n [2]. Этот же метод можно применить и для решения системы (3), что дает возможность определить времена жизни τ_n системы с входным состоянием n_0+2

$$\tau_n = \frac{\Gamma_0^\downarrow}{\Gamma_0} t_n, \quad n \geq n_0+2. \quad (5)$$

Подставляя (5) в выражение для сечения реакции ($n, 2n$) из [3] и заменяя $\sigma_{3,2}$ на сечение прямого выбивания σ_d , получаем

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_d + \frac{n_0^\downarrow}{\Gamma_0} \sigma_{ex}, \quad (6)$$

где σ_{ex} - вклад статистических процессов, описывающий ис-

пускание первого нейтрона из состояний с $n \geq 5$ и второго нейтрона из всех экситонных состояний первого дочернего ядра. Выражение для σ_{ex} бралось из [3] с $n_0 = 5$. Сечение σ_d вычислялось в приближении DWTA [4].

На рис. 1 представлены результаты расчетов функций возбуждения реакции $(n, 2n)$ на ядрах ^{115}In и ^{55}Mn соответственно. Полученные сечения (кривые 1) в среднем на 20% меньше соответствующих значений, вычисленных в рамках равновесной статистической теории (кривые 2), и с точностью до 2 - 5% совпадают с результатами экситонной модели. Такое совпадение связано, как уже отмечалось, с подавляющей ролью прямых процессов при образовании и распаде $2p1h$ -состояния. Однако несмотря на такое незначительное изменение функции возбуждения учет корреляций в движении вылетающих нейтронов, которые учитываются в приближении DWTA, в основном ответствен за формирование наблюдаемой зависимости дифференциальных сечений от углов.

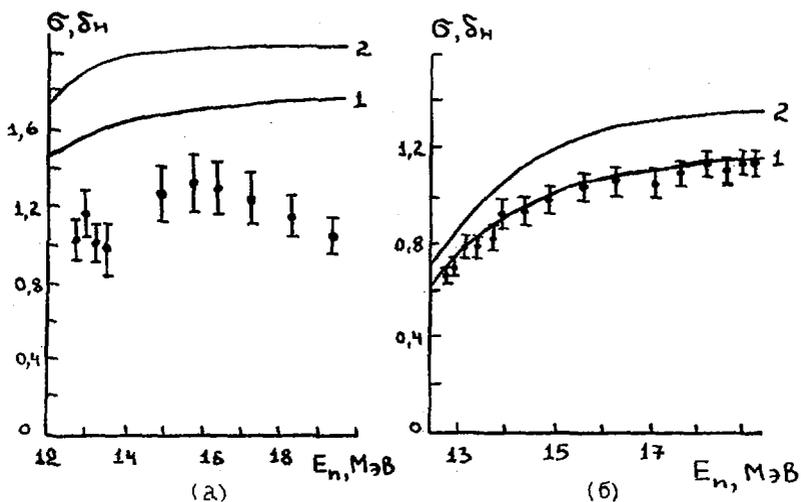


Рис. 1. Функции возбуждения для реакции $(n, 2n)$ на ядрах ^{115}In (а) и ^{55}Mn (б). Эксперимент - [5]

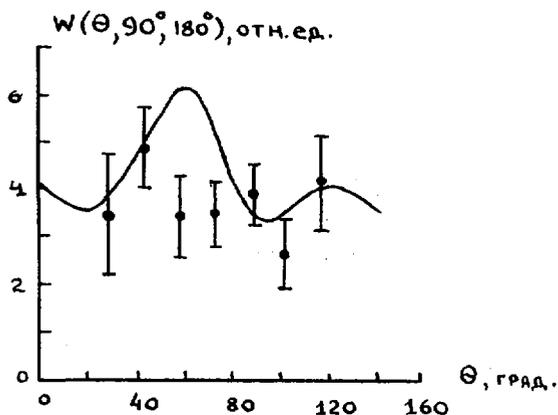


Рис.2. Угловые корреляции нейтронов из реакции $^{208}\text{Pb}(n,2n)$.
Эксперимент - [6]. $E_n = 14$ МэВ

На рис. 2 приведены результаты расчетов угловых корреляций нейтронов из реакции $^{208}\text{Pb}(n,2n)$ на основе предлагаемого подхода. Расхождение с экспериментом связано с приближениями, использованными при расчете прямого вклада. Расчеты в рамках только статистического подхода даже качественно не могут описать экспериментальные данные, т.к. не приводят к корреляции между вылетающими нейтронами.

Список литературы

1. Игнатик А.В., Дунев В.П., Проняев В.Г. - Известия АН СССР, сер. физ., 1975, т.39, №10, с.2144.
2. Езов С.Н., Плюйко В.А. - ЯФ, 1978, т.27, вып.1, с.117.
3. Ольховский В.С., Плюйко В.А. - ЯФ, 1977, т.25, вып.3, с.520.
4. Езов С.Н., Плюйко В.А. - ЯФ, 1978, т.28, вып.1, с.83.
5. Menlove H.O., et al. - Phys. Rev., 1967, v.163, N4, p.1308.
6. Прокопец Г.А., Стрижак В.И. - ЯФ, 1969, т.10, вып.4, с.699.

О КОНКУРЕНЦИИ ГАММА-КВАНТОВ И НЕЙТРОНОВ ПРИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 45 МэВ
С ЯДРАМИ ^{181}Ta

Ю.Н.Шубин, С.П.Иванова

(ФЭИ, ОИЯИ)

Представлены результаты расчетов спектров нейтронов и гамма-квантов при взаимодействии альфа-частиц с энергией 45 МэВ с ядрами ^{181}Ta . Отмечается, что на последних этапах испарительного каскада преобладающим становится распад по радиационному каналу.

The results of the statistical calculations of neutron and gamma-spectra in (α, xn) -reaction on ^{181}Ta are presented, for $E = 45$ MeV. It is pointed out that on the last steps of the evaporation cascade the radiative channel decay is predominant.

Изучение ядерных реакций и оценка вкладов различных механизмов их протекания связаны с корректным выделением доли каждого механизма в спектрах частиц, покидающих возбужденное ядро. Для интерпретации результатов измерений многих ядерных реакций полезно хорошо знать соответствующие характеристики, которые предсказываются статистической моделью, поскольку вклад равновесного механизма во многих случаях оказывается подавляющим. Однако достаточно точное и полное описание ядерных характеристик в рамках этой модели наталкивается на значительные трудности [1], поэтому результаты были в большинстве случаев ограничены областью сравнительно небольших энергий возбуждения и угловых моментов. В последние годы был создан ряд программ, позволяющих описать процесс распада

сильновозбужденных ядер, образующихся в различных ядерных реакциях. В данной работе использовалась программа GROG1 [2], дополненная в институте Нильса Бора в Копенгагене, позволяющая детально проследить за распадом возбужденного составного ядра с вылетом нейтронов, протонов, альфа-частиц и гамма-квантов. Все эти виды распада свободно конкурируют в соответствии с фазовым объемом в каждом канале.

Начальное распределение $P_{\mu}(\bar{E}, \bar{J})$ составного ядра по моменту и энергии определяется в соответствии с коэффициентами проницаемости [3], вычисляемыми по оптической модели с параметрами, приведенными в работах [4, 5, 6]. Затем для каждого значения $(\bar{E}; \bar{J})$ рассчитывается распределение остаточного ядра $P_{\mu-1}(E, J)$, т.е. для каждого вида распада и всех возможных значений (E, J) вычисляются величины

$$R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) = \rho_i(E, J) \sum_{S=J-S}^{J+S} \sum_{\ell=|\bar{J}-S|}^{\bar{J}+S} T_{i\ell}(E), \quad (1)$$

где i обозначает вылетающую частицу (нейтрон, протон или альфа-частицу); $\rho_i(E, J)$ - плотность уровней остаточного ядра; S - спин вылетающей частицы; $T_{i\ell}(E)$ - коэффициент проницаемости этой частицы с энергией E и орбитальным моментом ℓ . Эта величина $R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J)$ пропорциональна вероятности эмиссии частицы i из ядра μ . Для радиационного канала соответствующее выражение для вероятности эмиссии имеет вид

$$R_{\mu\gamma}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) = \sum_L \xi_L \varepsilon^{\lambda L+1} \rho_{\mu}(E, J), \quad (2)$$

где ε - энергия фотона; L - мультипольность перехода; ξ_L - константа, обеспечивающая нормировку по экспериментальному значению радиационной ширины. Нормированная вероятность эмиссии $G_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J)$ дается соотношением

$$G_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) = R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) / G; \quad (3)$$

$$G = \sum_i \sum_J \int R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) dE. \quad (4)$$

Суммирование по возможным типам распада включает дипольные и квадрупольные гамма-кванты и три вида частиц.

Распределение дочернего ядра по энергии и моменту определяется соотношением

$$P_{\mu-1}(E, J) = \sum_{\bar{E}} \sum_{\bar{J}} P_{\mu}(\bar{E}, \bar{J}) G_{\mu c}(\bar{E}, \bar{J}; E, J). \quad (5)$$

Аналогичным образом спектр испускаемой частицы i имеет вид

$$S_{\mu i}(E) = \sum_{\bar{E}} \sum_{\bar{J}} P_{\mu}(\bar{E}, \bar{J}) \sum_{\gamma} R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, \gamma) / G. \quad (6)$$

После того как рассчитаны величины (1)-(6) для всех возможных видов для точки (\bar{E}, \bar{J}) в материнском ядре, эти же величины рассчитываются и для всех остальных точек начального распределения, а полученные нормированные вклады суммируются. Вновь созданное распределение дочернего ядра становится исходным на следующем шаге испарительного каскада, и вся процедура повторяется.

Важнейшей характеристикой в данной модели является плотность уровней $\rho_i(E, J)$, которая в данных расчетах рассчитывалась в модели ферми-газа с эффективной энергией возбуждения [7]

$$\rho(E, J) = \omega(E, M=J) - \omega(E, M=J+1); \quad (7)$$

$$\omega(E, M) = \omega\left(E - \frac{M^2}{2\sigma^2}, 0\right);$$

$$\omega(E, 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2 U^{3/2}} \exp\{-2\sqrt{2}U\}, \quad (8)$$

где

$$U = E - \delta \quad (\delta - \text{поправка на спаривание});$$

σ^2 - параметр спиновой зависимости.

Энергия нижайшего уровня с данным угловым моментом (и радиус-уровня) в этом подходе дается соотношением

$$E_J = (J + 1/2)^2 / 2\sigma^2 + \delta. \quad (9)$$

На рис. показаны результаты расчетов спектров нейтронов на каждом этапе испарительного каскада, а также суммарный спектр нейтронов и гамма-квантов (дипольных и квадрупольных). Из рисунка видно, что в жесткую часть спектра определяющий вклад дает первый нейтрон, а мягкая часть спектра определяется в основном нейтронами, испускаемыми на последующих

этапах испарительного каскада. Обращает на себя внимание резкое уменьшение вероятности распада по нейтронному каналу на последнем шаге. Несмотря на значительное превышение энергии связи нейтрона (~ 5 МэВ), распад происходит с вылетом гамма-квантов. В таблице приведены результаты расчетов интегральных выходов для всех конкурирующих каналов распада на каждом этапе каскада, а также полный интегральный выход. Начиная с четвертого этапа каскада после вылета третьего нейтрона выходы гамма-квантов резко возрастают (приблизительно на два порядка) по сравнению с предыдущим шагом, а на пятом они становятся значительно больше нейтронного сечения. В результате суммарный выход гамма-квантов оказывается весьма значительным - такого же порядка, что и выход нейтронов. Экспериментальные радиационные ширины для дипольных переходов были взяты из работы [8], для квадрупольных переходов ширины брались на порядок ниже, чем для дипольных.

Интегральные сечения (мб)

№ шага	Канал распада					
	n	E1	E2	P	α	
1	$2,08 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$1,48 \cdot 10^{-1}$	$1,43 \cdot 10^1$	$3,7 \cdot 10^1$	
2	$2,07 \cdot 10^3$	$1,87 \cdot 10^{-1}$	$6,71 \cdot 10^{-2}$	3,16	6,80	
3	$2,06 \cdot 10^3$	3,94	$6,74 \cdot 10^{-1}$	6,98	7,53	
4	$1,90 \cdot 10^3$	$5,33 \cdot 10^2$	$4,92 \cdot 10^1$	$1,45 \cdot 10^{-1}$	$2,17 \cdot 10^{-1}$	
5	$2,08 \cdot 10^1$	$4,35 \cdot 10^3$	$3,96 \cdot 10^2$	$1,15 \cdot 10^{-4}$	$1,64 \cdot 10^{-3}$	
Σ	$8,13 \cdot 10^3$	$4,89 \cdot 10^3$	$4,46 \cdot 10^2$	$2,46 \cdot 10^1$	$5,14 \cdot 10^1$	

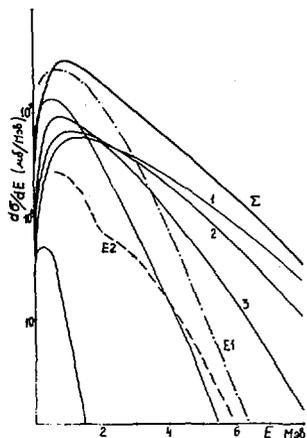


Рис. Спектры нейтронов и гамма-квантов. Цифрами указаны кривые, относящиеся к определенному этапу испарительного каскада; Σ - суммарный спектр нейтронов; $E1$ - дипольные гамма-кванты; $E2$ - квадрупольные гамма-кванты.

Список литературы

1. Тертычный Г.Я., Шубин Ю.Н. - Ядерная физика, 1973, т. 17, вып. 2, с. 287.
2. Gilat J. - BNL, 50246 (T-580), 1970.
3. Thomas T.D. - Phys. Rev., 116, 1959, 703.
4. Wilmore D., Hodgson - Nucl. Phys., 55, 1964, 673.
5. Perey F.G. - Phys. Rev., 131, 1963, 745.
6. Huizenga J.R., Igo. - Nucl. Phys., 29, 1961, 462.
7. Lang D.W. - Nuclear Physics, 1966, 77, 545.
8. Захарова С.М., Шубин Ю.Н. - Ядерные константы, вып. 7, ЦНИИАтоминформ, М., 1971.

О ПРИРОДЕ РЕЗОНАНСОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ НЕЙТРОНАМИ В ЯДРАХ ^{208}Pb

Г.Я.Тертычный, Е.Л.Ядровский
(ФЭИ)

Проведен расчет нейтронных ширин и показано, что резонансы в нейтронном сечении, обнаруженные в ядре ^{208}Pb [1], не связаны с их изоспиновым рассмотрением.

Having calculated the neutron widths of the IAS it was shown that the resonances in the neutron cross section discovered [1] for ^{208}Pb are not connected with the isospin speculation.

В работе [1] при исследовании полного сечения и сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{207}Pb были обнаружены два узких резонанса со следующими параметрами:

Таблица I

$E_{\text{п}}^{\text{ц.м.}} / \text{Мэв} /$	$E_{\text{возб.}} / \text{Мэв} /$	$\Gamma_{\text{полн.}} / \text{кэв} /$	$\Gamma_{\text{п}} / \text{кэв} /$
16.63	24.01	190	130
17.16	24.52		

Полная ширина обнаруженных резонансов соответствует ширинам наблюдаемых в этой области ядер изобар-аналоговых резонансов, что определило их первоначальную интерпретацию. Из анализа экспериментов по реакции $^{208}\text{Pb} / \gamma', \text{p} /$ следовало, что

в области энергий возбуждения ^{208}Pb 25 Мэв в этой реакции заметно возбуждаются два ИАС: 1^- и 2^+ /см., например, [2]/. Однако проведенное в работе [2] исследование влияния монопольных состояний на ширины распада ИАР выявило усиление только протонных ширин распада указанных резонансов. Расчеты нейтронных ширин оказались на уровне обычных оценок, учитывающих смешивание с антианалоговыми состояниями [3].

В данной работе мы исследуем нейтронные ширины большой группы ИАС, отвечающие возбуждениям типа "протонная дырка-нейтронная частица": $\Psi = |\chi(n_1, l_1, j_1) \varphi(n_2, l_2, j_2) : T^{\pi} \rangle$ в родительском ядре ^{208}Tl . Смешивание дискретных ИАС $\Psi \sim T^{(\pi)} \varphi$ с непрерывным спектром входного нейтронного канала $|\chi(P, l_e) \times \varphi_0^{(-)}(E) : T^{\pi} \rangle$ производится эффективным зарядовозависимым кулон-ядерным взаимодействием, которое мы выбрали в виде дельта-сил [3]. В таблице 2 показаны базисные функции ИАС и функции входного канала, отобранные нами для интересующего нас интервала энергий возбуждения ^{208}Pb . Видно, что число ИАС, которые имеют общий спин и четность с входным каналом, невелико, что является следствием избытка нейтронов $/N-Z/$, заполняющих в ^{208}Pb целую оболочку. Появление состояний с общим спином и четностью обусловлено главным образом сильным спин-орбитальным сдвигом уровней среднего поля в интересующий интервал энергий. Приведенные в таблице 2 энергии состояний определены по схеме уровней из работы [4]. Амплитуда дельта-сил, приводящая к коэффициентам смешивания входного канала к ИАС, была уменьшена на фактор $\sqrt{N-Z}$, учитывающий малый вклад состояния I дырка - I частица в волновую функцию ИАС. Нейтронная ширина ИАС рассчитывается в однорезонансном приближении $\Gamma_{n,p}^{\dagger} = \Gamma_{\text{одн.ч.}}^{\dagger} \chi_{\text{п}}^2$, где ширина одночастичного резонанса во входном канале, $\Gamma_{\text{одн.ч.}}^{\dagger}$, рассчитана по R-матричной формуле $\Gamma_{\text{п}}^{\text{одн.ч.}} = 3 P_e \cdot \hbar^2 / m R^2$, P_e - проницаемость потенциального барьера; m - масса нейтрона; $R = 1.3 A^{1/3}$ ферми - радиус ядра/.

В таблице 3 приведены значения нейтронных ширин ИАС и ширин одночастичных резонансов во входном нейтронном канале $p + ^{207}\text{Pb}$, рассчитанных вышеуказанным способом. Сравнение с таблицей I показывает, что все рассчитанные $\Gamma_{\text{п}}^{\dagger}$ значительно меньше экспериментального значения. Здесь уместно обсу -

Таблица 2

Базисные функции ИАС и резонанса в канале упругого рассеяния нейтронов на ядре ^{207}Pb , имеющие одинаковые спины и четности в интервале энергий 22-26 МэВ.

конфигурация	энергия /МэВ/	/спин	1	2	3	4	5	6	7	8
$2d_{3/2}^{-1} 1i_{11/2}$	24.18									+
$3s_{1/2}^{-1} 1j_{15/2}$	24.36								-	-
$2d_{3/2}^{-1} 1j_{15/2}$	24.78							-	-	-
$1h_{11/2}^{-1} 2g_{9/2}$	24.90		-	-	-	-	-	-	-	-
$2d_{5/2}^{-1} 2g_{9/2}$	25.30									+
$3p_{1/2}^{-1} 1k_{15/2}$	22.1								-	-
$3p_{1/2}^{-1} 2i_{11/2}$	22.8						-	-		
$3p_{1/2}^{-1} 2j_{15/2}$	23.4									+
$3p_{1/2}^{-1} 4d_{5/2}$	23.9			-	-					
$3p_{1/2}^{-1} 5s_{1/2}$	24.7		-							
$3p_{1/2}^{-1} 3g_{7/2}$	25.4				-	-				
$3p_{1/2}^{-1} 4d_{3/2}$	25.4		-	-						

+ - четность состояний.

Таблица 3

Нейтронные ширины ИАР, $\Gamma_{\text{п}}^{\dagger}$ и ширины одночастичных нейтронных резонансов в канале упругого рассеяния на ядре ^{207}Pb , приведенные к энергии ИАР.

J^{π}	$E_{\text{рез.}}$ Мэв	$E_{\text{ц.м.}}$ $\Gamma_{\text{п}}'$ Мэв	ℓj	$\Gamma_{\text{п}}^{\text{одн.ч.}}$ Мэв	$\Gamma_{\text{п}}^{\dagger}$ кэв
1 ⁻	25.02	17.64	<i>s</i> 1/2	14.79	1.
			<i>d</i> 3/2	13.90	16.3
2 ⁻	24.93	17.55	<i>d</i> 5/2	13.84	0.3
			<i>d</i> 3/2	13.84	0.7
3 ⁻	24.90	17.52	<i>d</i> 5/2	13.80	0.3
			<i>g</i> 7/2	11.56	2.3
4 ⁻	24.92	17.54	<i>g</i> 7/2	11.56	0.2
5 ⁻	24.92	17.54	<i>i</i> 11/2	7.43	0.05
6 ⁻	24.92	17.54	<i>i</i> 11/2	7.43	0.000
6 ⁻	24.81	17.43	<i>i</i> 11/2	7.43	0.001
7 ⁻	24.39	17.01	<i>κ</i> 15/2	2.01	0.021
7 ⁻	24.80	17.42	<i>κ</i> 15/2	2.20	0.002
7 ⁻	24.91	17.53	<i>κ</i> 15/2	2.25	0.040
8 ⁻	24.38	17.00	<i>κ</i> 15/2	2.01	7.000
8 ⁻	24.79	17.41	<i>κ</i> 15/2	2.20	7.000
8 ⁻	24.92	17.54	<i>κ</i> 15/2	2.26	0.002
7 ⁺	24.20	16.82	<i>j</i> 15/2	4.28	0.000
7 ⁺	24.80	17.42	<i>j</i> 15/2	4.68	0.000

дить вопрос о точности расчета. Безусловно, энергии квази стационарных высоковозбужденных одночастичных уровней известны с плохой точностью. При нахождении энергий ИАС мы использовали экспериментальные данные о величине кулоновского сдвига ИАС, который имеет слабую зависимость от энергии возбуждения в данном ядре, но в родительском ядре эти состояния определены также на основе одночастичной схемы уровней. Вполне возможно, что в более реальной схеме уровней ИАС и резонансы в упругом канале могут оказаться ближе по энергии друг к другу, что приведет к увеличению нейтронных ширин Γ_n^{\uparrow} . Однако при этом не следует забывать, что ИАР имеют собственную ширину, связанную с протонным распадом, которая состоит из двух частей. Одна часть обусловлена распадом на простые состояния остаточного ядра и зависит от типа ИАС, его энергии и других характеристик. Другая - является специфической для всех ИАС и обусловлена распадом фонона 0^+ в волновых функциях ИАС, не зависит от энергии ИАС, спина, четности и других особенностей волновых функций ИАС. В ядре ^{208}Pb вклад этого типа канала составляет 100 нэв для вылета протона в непрерывный спектр и столько же для распада "внутри" ядра, т.е. переходом на протонного канала в состоянии фона с другим изоспином [5]. Тот факт, что наблюдаемые в работе [1] резонансы /см. табл. I/ имеют нейтронную ширину, почти равную полной ширине, противоречит существующим представлениям о распаде ИАР. Такое соотношение полной и нейтронной ширин, причем нейтронная ширина упругого канала свидетельствует о возбуждении одночастичных резонансов с большим орбитальным моментом нейтрона и большим суммарным спином в канале $|\mathcal{V}(P_{1/2})^{-1}\mathcal{V}(n1j): J^{\pi}\rangle$. В этой области энергий ^{208}Pb находятся такие состояния $|\mathcal{V}(P_{1/2})^{-1}\mathcal{V}(l\pi a): 0^+, 10^+\rangle$, $|\mathcal{V}(P_{1/2})^{-1}\mathcal{V}(m_{21/2}): 10^+, 11^+\rangle$, имеющие ширины 100 - 200 нэв.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Венецкий, В.В. Нефедов, И.М. Франк, И.В. Штраших. Краткие сообщения по физике МИАН №3, 75, 1972; ЯФ, 17, 21, 1973.
2. В.И. Радубцев, Г.Я. Терещинский, Е.Л. Ядровский. Изв. АН СССР, сер. физ. 43, 1974.
3. В.В. Балашов, Е.Л. Ядровский. *Physics Lett.* 22, 507, 1966.
4. В.Л. Добрунин и др. - Препринт ИАЭ-2593. М., 1975.
5. Р.М. Осокина, Е.Л. Ядровский, *Physics Lett.* 40b, 161, 1972.

Секция II

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОТЫ И РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Председатель Ю.П. Попов

Ученый секретарь А.В. Мурзин

ADVANCED NEUTRON OPTICS:

Neutron Interferometry and Dynamical Neutron Polarization

H. RAUSCH

Atominstitut der Österreichischen Universitäten,

A-1040 Wien

Austria

The present status of neutron interferometry which is strongly influenced by the invention of perfect crystal interferometers is reported. Various basic experiments of quantum mechanics can be realized by this technique like e.g. matter wave superposition, 4 π -symmetry measurements of a spinor and the influence of gravity. Applications of neutron interferometry in the field of nuclear and solid state physics are discussed. A dynamical polarization method for a monochromatic neutron beam is proposed which allows a polarization without deflection of the beam due to the combination of a longitudinal Zeeman-splitting, a high frequency spin reversal and a partial spin-echo superposition unit. Results of a basic experiment about the coherent neutron pumping with a neutron beam resonance system done at a high-resolution backscattering instrument are reported.

В докладе описывается современное состояние нейтронной интерферометрии и обсуждается ее применение в ядерной физике и физике твердого тела. Фундаментальные эксперименты квантовой механики — такие как суперпозиция волн вещества, измерение 4 π -симметрии спиноров и влияния гравитации — могут быть реализованы с помощью методов интерферометрии. Предложен метод динамической поляризации монохроматического нейтронного пучка, основанный не на его отклонении, а на комбинации воздействия длинноволнового зеемановского расщепления, высокочастотного спин-эхо-обращения и частичного эффекта спин-эхо.

Обсуждается возможность основного эксперимента по этой методике.

Interferometry represents for all kinds of radiation one of the most sophisticated tools of research. First attempts on neutron interferometry have been made in 1962 by Maier-Leinitz and Springer using Fraunhofer diffraction at a narrow slit and bi-prism deflection, but only the invention of perfect crystal interferometry (Rauch et. al. 1974, Bauspiess et. al. 1974) allowed the realization of a great variety of interference experiments due to the wide separation of the coherent beams. The action of such interferometers is based on dynamical diffraction theory and the requirement of parallel lattice planes throughout the crystal can be fulfilled by perfect crystals and a monolithic design (Fig. 1). Any phase shift between the coherent matter waves becomes a measurable quantity and many textbook experiments of quantum mechanics can be realized.

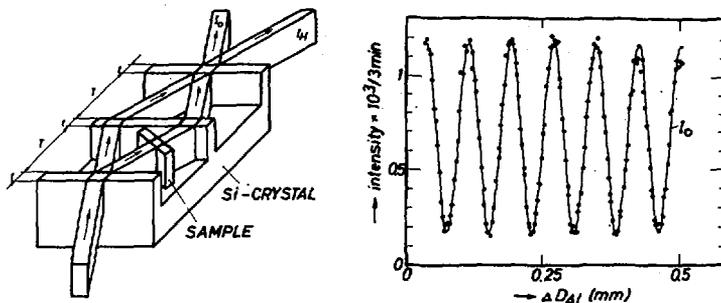


Fig.1. Sketch of the monolithic perfect crystal interferometer (left) and an example of the observed beam modulation (right)

Such a relative phase shift can be produced due to the index of refraction of any material inserted into the beams and allows a precise determination of the coherent scattering lengths which enter the index of refraction (Bauspiess et. al. 1978,

Kaiser et. al. 1979). With a magnetic field the spin-phase can be influenced and the 4π -symmetry of a spinor can be verified (Rauch et. al. 1975, Werner et. al. 1975). The observation of gravitationally induced quantum interference effects (Colella et. al. 1975, Staudenmann et. al. 1980) and the search for nonlinear terms in quantum mechanics (Shull et. al. 1980) are other examples of applications of neutron interferometry. A comprehensive treatment of all activities in this field is contained in the proceedings of a workshop held at Grenoble in 1978 (Bonse and Rauch, Edt. 1979). General introductory articles on this subject appeared recently (Colella et. al. 1980, Greenberger et. al. 1980, Werner 1980).

The monolithic design of perfect crystal systems can also be used to obtain an extreme energy resolution in the range of 10^{-8} eV (Zeilinger et. al. 1979) or an extremely narrow central peak with an angular width in the range of 10^{-3} sec. of arc due to successive Laue reflections on perfect single crystals (Bonse et. al. 1979).

A further achievement of neutron optics is the coherent energy shift of a beam due to neutron magnetic resonance systems within strong magnetic fields. Such systems allow a dynamical polarization of a neutron beam and a pumping of neutrons into a certain energy interval (Badurek et. al. 1979, Badurek et. al. 1980, Alefeld et. al. 1980). Special aspects arise for the production and handling of ultra cold neutrons.

NEUTRON INTERFEROMETRY

Principle

With a suitably cut perfect silicon crystal as shown in Fig. 1 a coherent beam splitting and a coherent overlapping can be achieved due to dynamical diffraction. Calculations based on dynamical diffraction theory yield the wave functions at the different places of the interferometer (Rauch et. al. 1974a, Bauspiess et. al. 1976, Petrascheck 1976, Petrascheck et. al. 1976, Bonse et. al. 1977). The wave function of the beam in forward direction behind the third plate can be written in terms of a reduced angular variable y and reads for symmetrical

(220)-Si-reflections

$$\psi_0 = \psi_0^I + \psi_0^{II} = [v_0(y)v_H(y)v_{-H}(y) + v_H(y)v_{-H}(y)v_0(y)].$$

$$v_0(y) = [\cos A \sqrt{1+y^2} + i \frac{v}{\sqrt{1+y^2}} \sin A \sqrt{1+y^2}] \exp(iPt) \cdot \exp. [2\pi i (T+t)/\Delta_0] \psi_0$$

$$v_H(y) = -\frac{\sin A \sqrt{1+y^2}}{1+y^2} \exp(iPt)$$

$$P = -\frac{Hv}{A_0} - \frac{2\pi}{D_\lambda \cos \theta_B} \quad (1)$$

$$A_0 = \frac{vt}{A} = \frac{v \cos \theta_B}{b_c^{Si} N_{Si} \lambda}$$

$$D_\lambda = \frac{2\pi}{N_{Si} b_c^{Si} \lambda}$$

$$y = \frac{(\theta_B - \theta) \pi \sin 2\theta_B}{b_c^{Si} N_{Si} \lambda^2}$$

where N_{Si} is the particle density, b_c^{Si} the coherent scattering length of Si, θ_B the exact Bragg-angle and λ the neutron wave-length. For an ideal arrangement we get the important relation that the wave function is a combination of equal parts of wave functions coming via beam path I and II

$$\psi_0^I = \psi_0^{II} \quad (2)$$

which gives an intensity of

$$I_0 = |\psi_0^I + \psi_0^{II}|^2 = 4|\psi_0^I|^2 \quad (3)$$

A sample of thickness D and an index of refraction $n = 1 - \lambda^2 N b_c / 2\pi$ inserted into the coherent beams modifies the wave function ($k = 2\pi/\lambda$)

$$\psi_0^{II'} = \psi_0^{II} \exp[-ik(1-n)D] = \psi_0^{II} \exp(iN b_c \lambda D), \quad (4)$$

causes a beam modulation as a function of the sample thickness

$$I_0' = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(N b_c \lambda D)] \quad (5)$$

and allows, therefore, a precise determination of scattering

lengths. Fig. 1 shows that the observed beam modulation is quite close to the predicted behaviour. In order to get high contrast, e.g. a high degree of coherence, the crystal has to be free of dislocations, lattice spacing gradients, swirls, internal stresses, the geometrical dimensions have to be accurate compared to the Pendellösungs length Δ_0 ($\Delta_0 = 65\mu\text{m}$ for $\lambda = 2\text{ \AA}$) and, finally, vibrations which move the lattice planes of the different plates for distances comparable to the lattice spacing during the time-of-flight of the neutrons through the interferometer have to be avoided.

High order interferences can be observed if highly monochromatic incident neutrons are used and the phase shifting materials has both low absorption and low incoherent scattering. With a proper arrangement more than 300 orders of interference have been observed (Rauch 1979).

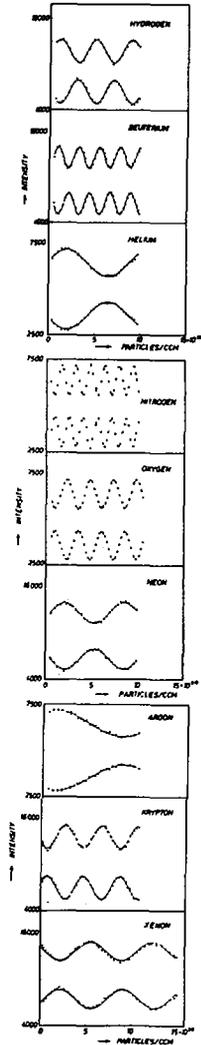
Measurement of coherent scattering lengths

Related measurements are based on equ. (5). The sample is rotated within one or both beams and the measured intensity oscillation is approximated by an optimal fit procedure which gives the λ -thickness $D_\lambda = 2\pi/Nb_c\lambda$ and therefore the coherent scattering length (e.g. Bauspiess et. al. 1978). For a precision measurement the sample comparison, the sample density and thickness and the neutron wave length have to be known with a high accuracy too. Therefore, in certain cases a low dispersive bi-crystal arrangement is used for a proper wave length determination (Bauspiess et. al. 1977). Fig. 2 shows the observed beam oscillation as a function of particle density for a series of gases (Kaiser et. al. 1979).

A separate program was started to measure the coherent scattering length for the four body systems neutron-Helium 3 and neutron-Tritium where a lot of theoretical calculations based on few body theories are available (Kharchenko et. al. 1976, Sharapov 1978, Perne et. al. 1978, Kharchenko 1979). Difficulties for the experiment arise in the case of Helium-3 due to the high absorption cross section ($\sigma_a = 5327\text{b}$) and in the case of tritium due to radiation hazards.

Taking into account the imaginary part of the index of refraction due to absorption and the usual attenuation law for the

Fig. 2. Observed beam modulation for a variety of gases (after Kaiser et. al. 1979)



non interfering part of the beam one gets for absorbing samples an intensity modulation which is reduced for higher particle densities (Petraschek et. al. 1976a, Kaiser et. al. 1979). A characteristic result for He-3 is shown in Fig. 3 together with an optimal fit curve to the predicted intensity variation. The value obtained for the free coherent scattering length ($a = bA/(A+1)$) where A is the triton - neutron mass ratio) is $a_c = 4.30(5)$ fm (Kaiser et. al. 1979, Kaiser et. al. 1977), which is much more accurate than values measured earlier with other techniques (Kitchens et. al. 1974).

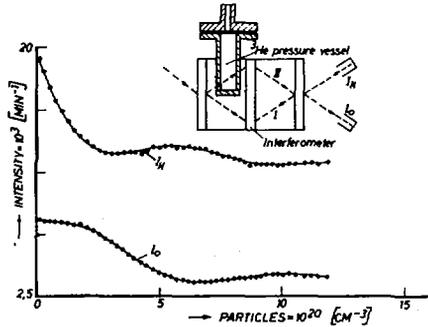


Fig. 3. Observed beam modulation for the highly absorbing gas He-3 (after Kaiser et. al. 1977)

In the case of tritium only a small amount (about 0.12g \approx 1200 Ci) of this active material was available and therefore a modified measuring method is used which was suggested 1978 by Hart. Here the measurement is performed with and without tritium vessel in the beam and an other phase shifting plate with in the second part of the interferometer and rotated in the usual way of scattering length measurement. The influence of the rather thick (4mm) stainless steel tritium container is measured separately. From the different phase shifts the tritium scattering length can be extracted. The measurement has been performed in July 1980 but the data evaluation is not finished yet and only a preliminary value of $a_c = 3.83(6)$ fm can be given (Hammerschmied et. al. 1980).

For a comparison with theoretical predictions the singlet (a_s) and triplet (a_t) scattering lengths have to be considered. These quantities are related to the measurable quantities of coherent scattering length and scattering cross section as (e.g. Rauch 1978)

$$\begin{aligned} a_c &= \frac{3}{4} a_t + \frac{1}{4} a_s \\ \sigma_s &= \pi(3a_t^2 + a_s^2) \end{aligned} \quad (6)$$

The experimental situation is sketched in Fig. 4, where it is seen that, especially for the neutron-triton system, a precise a_c -value can give together with the recent value of the free scattering cross section $\sigma_s = 1.70(3)b$ (Phillips et. al. 1980) useful information about a_s and a_t and therefore about charge symmetry of nuclear forces.

Spinor symmetry measurements

The spin part of the wave function within a magnetic field \vec{B} can be written in spinor form (e.g. Zeilinger 1979)

$$\psi(\vec{\alpha}) = \exp(-i\vec{\sigma}\vec{\alpha}/2) \psi(0) \quad (7)$$

where $\vec{\sigma}$ are the Pauli spin matrices and $\vec{\alpha}$ a rotation vector for a rotation around \vec{B} and an absolute value equal to the Larmor precession angle $\alpha = g\mu_B t$ (g gyromagnetic ratio

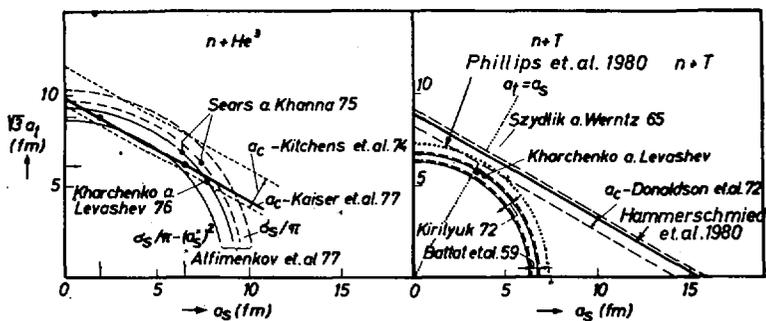


Fig. 4. Determination of singlet- and triplet scattering lengths for He-3 and T from experimental data

of the neutron, $\tau = l/v$ in the time-of-flight of neutrons with velocity v within the length l of the field region). For nonuniform fields the Larmor angle has to be rewritten in the form $\alpha = (g/v) \int B ds$. Equation (7) yields together with equ.(3) an intensity oscillation

$$I(\alpha) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(\frac{\alpha}{2})] \quad (8)$$

which shows the characteristic 4π -symmetry which was first measured by neutron interferometry by Rauch et. al. (1975) and Werner et. al. (1975) and afterwards verified by other authors and other methods too (Klein et. al. 1976, Klempt 1976, Stoll et. al. 1978). Fig. 5 shows a recent precision measurement of our group (Rauch et. al. 1978) where the magnetic induction was rather well defined within Mu-metal sheets which are rotated in a way to compensate the nuclear phase shift. The value obtained for the periodicity factor was $\alpha_0 = 716.8(3.8)$ degree in accordance with the predicted 4π -symmetry.

Further measurements dealt with simultaneous nuclear- and magnetic phase shifts and brought the expected mutual intensity modulation and polarization effects (Badurek et. al. 1976). Further experiments are planned with polarized incident neutrons where additional effects are expected as calculated in

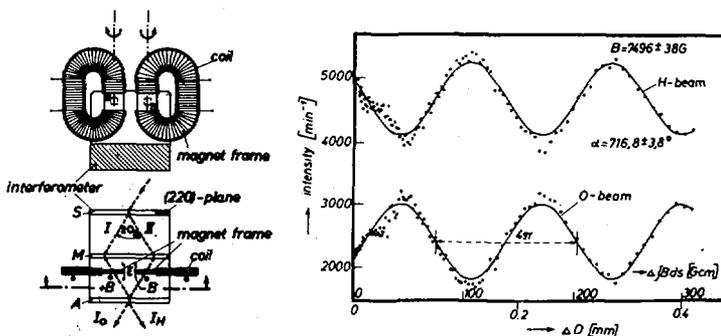


Fig. 5. Experimental arrangement and result of the precise measurement of the 4π -symmetry of a spinor (after Rauch et. al. 1978)

detailed before (Eder et. al. 1976, Zeilinger 1979). Polarized incident neutrons are produced advantageously by magnetic prism deflection between nondispersive perfect crystal reflections (Badurek et. al. 1979a). A summary of various polarization effects is given elsewhere (Rauch 1979a, Zeilinger 1979a).

Measurement of sample composition

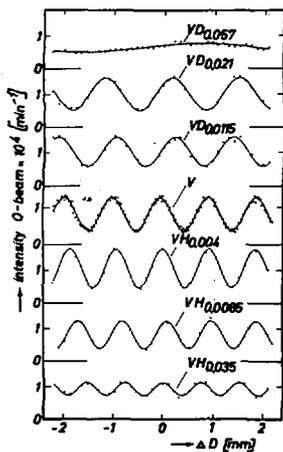


Fig. 6. Observed beam modulation for the metal-hydrogen systems V-H and V-D (after Rauch 1978a)

The sample composition can be determined from the measured λ -thickness if the sample constituents are known. An example of such measurements is shown in Fig. 6, where the metal-hydrogen system V-H and V-D is investigated. Within the α -phase the hydrogen (deuterium) content could be determined to an accuracy of 0.02-0.06 at% or 6-12ppm of weight (Rauch et. al. 1978a). For concentrations near to the phase transition (2.2%

for V-H and 4.05% for V-D) a loss of contrast or coherence occurs due to the formation of precipitates within the sample. Neutron interferometry is expected to be very sensitive to such inhomogeneities of the scattering density. A quantitative understanding of the loss of coherence due to inhomogeneous material is still missing. A formalism similar to neutron depolarization theory for ferromagnetic samples may give an rough estimate of the effect (Halpern et. al. 1941, Rauch 1979a).

MULTIPLE LAUE - REFLECTION CURVES

For an monolithic double (or multiple) crystal arrangement the typical Pendellösung structure of the Laue - reflection curves cause an extremely narrow central peak of the double Laue - rocking curve (Bonse et. al. 1977a) which could be verified with the interferometer set-up at Grenoble (Bonse et. al. 1979a). Fig. 7 shows such a narrow central peak measured

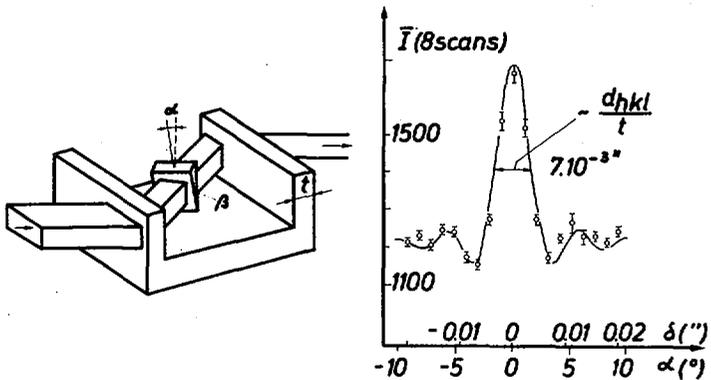


Fig. 7. Experimental arrangement and result of the central peak measurement of double Laue-rocking curves (after Bonse et. al. 1979a)

via the small prism deflection of a prism inserted and rotated within the beam between the successive Laue reflections. Fig. 8

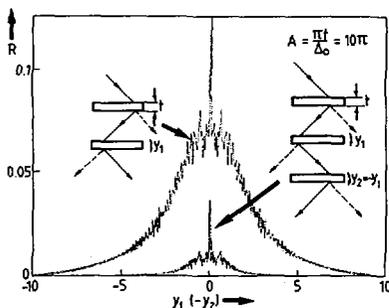


Fig. 8. Calculated Laue-rocking curves for double and triple Laue-reflections (after Bader et. al. 1980)

shows calculated reflection curves for double and triple Laue-reflections and demonstrates the increase of the central peak effect in the case of multiple Laue-reflections (Bader et. al. 1980).

Complementary to this high angular resolution which is in the order of 10^{-3} sec of arc an extremely high energy resolution can be achieved by the tremendous angular amplification of the beam outside the crystal and within the Borrmann fan of the perfect crystal (Zeilinger et. al. 1979, Zeilinger 1979a).

DYNAMICAL NEUTRON POLARIZATION

Dynamical methods for nuclear polarization are well established (e.g. Daniels 1965) but in the past only methods based on Bragg- or total reflection at magnetic materials are known for the production of polarized neutrons (e.g. Hayter 1978). Recently we proposed a new method based on the uniform energy shift of neutrons within a neutron magnetic resonance system and a suitable spin-overlapping system (Badurek et. al. 1979, Badurek et. al. 1980). The basic experiment of the coherent energy shift could be performed recently using a high resolution backscattering system (Alefeld et. al. 1980).

The energy separation part acts due to the inelasticity of the interaction between the neutron magnetic moment μ and an oscillating magnetic field $b(t) = b_0 \cos \omega t$ when the frequency equals the Larmor frequency $\omega_L = 2\mu B_0/\hbar$ within the strong magnetic guide field B_0 and the amplitude of the oscillating

field fulfills the second resonance condition $g\beta_0 \ell/v = 2\pi$. The kinetic energy changes at the entrance into the field and is doubled to $\pm 2\mu B_0$ at the exit if due to the resonance condition the neutron spin of the individual subbeams is changed by 180° (Fig. 9). A description of this effect within the spinor

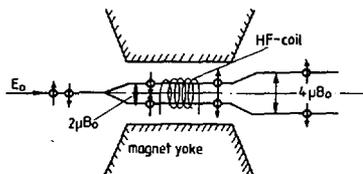


Fig. 9. Splitting of the kinetic energy within a neutron magnetic resonance system

formalism of a neutron wave is given elsewhere (Badurek et. al. 1979). The effect can be multiplied if the spin of the subbeams is rotated properly between the successive energy splitting systems. Fig. 10 shows the observed inelasticity near to re-

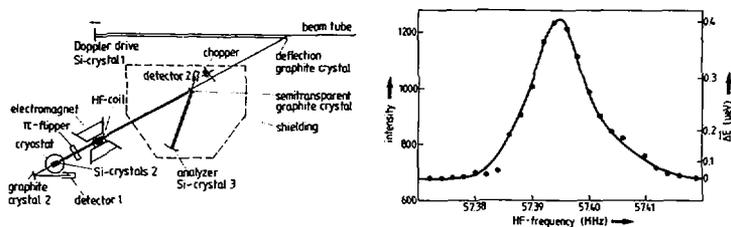


Fig. 10. Experimental arrangement and verification of the inelasticity of the interaction with a neutron magnetic resonance system (after Alefeld et. al. 1980)

sonance measured with a backscattering instrument and compared to the inelasticity caused by the Doppler drive of the instrument.

Such devices may be used to realize a dynamical neutron polarization system (Fig. 11) where all incident neutrons within a certain energy interval ($\delta E < 2\mu B_0$) becomes polarized if the energy splitting and spin overlapping part, which operates simi-

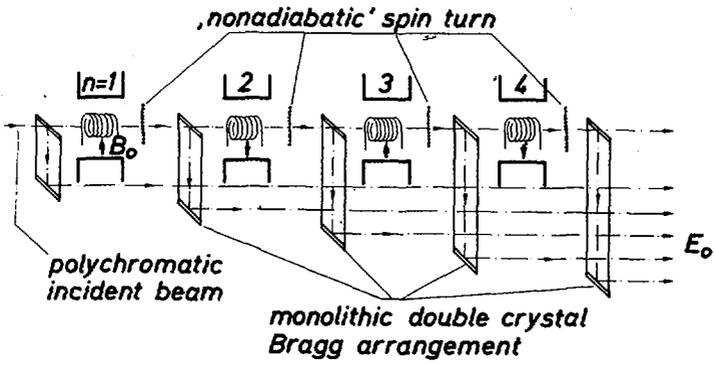
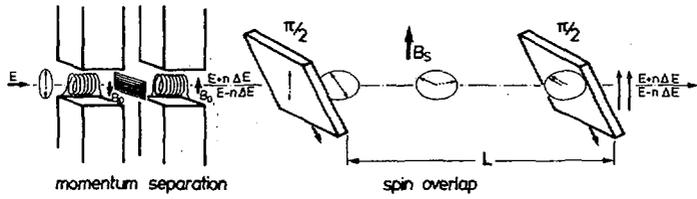


Fig. 11. Proposed application of the neutron resonance system for the realization of a dynamical neutron polarization system (after Badurek et. al. 1979) and a neutron pumping unit

lar to a spin-echo-system, are correlated according to

$$\frac{8n\mu^2}{m h} \frac{B_o B_s L}{v^3} = \pi \quad (9)$$

The new system can also be used to pump neutrons into a certain energy interval and to extract them by successive non-dispersive Bragg-reflections, which have reflectivities of 1 (Fig. 11).

By means of the dynamical polarization unit to neutrons become polarized but they are shifted into two different energy intervals. In the case of the pumping unit the neutrons are assembled within one energy interval but they are separated in space. This separation can be transformed to an equivalent angular divergency by a parabolic mirror (Maier-Leibnitz 1966). Various alternative arrangements can be proposed to use these new active elements of neutron optics for a proper tailoring of neutron beams.

Most of the work has been done within the neutron interferometer cooperation between the University of Dortmund, the Institute Laue-Langevin and our Institute. The cooperation of B.Alefeld (Jülich), E.Balcar, G.Badurek, U.Bonse (Dortmund), S.Hammerschmied, E.Seidl and A.Zeilinger is gratefully acknowledged.

LITERATURE

- Alefeld B., Badurek G. and Rauch H. (1980), ISMAR - Ampere Conf. Delft, Aug. 1980 - to be published in Bull. Magn. Res.
- Bader D., Rauch H. and Zeilinger A. (1980), Small Angle Scatt. Conf. Berlin
- Badurek G., Rauch H., Wilfing A., Bonse U. and Graeff W. (1979a), J. Appl. Cryst. 12, 186
- Badurek G., Rauch H., Zeilinger A., Bauspiess W. and Bonse U. (1976), Phys. Rev. D14, 1177
- Badurek G., Rauch H. and Zeilinger A. (1979), Workshop "Neutron Spin Echo", Grenoble ILL, Oct. 1979 - publ. Lect. Notes Physics 128, 136 Springer, Berlin 1980
- Badurek G., Rauch H. and Zeilinger A. (1980), Z. Phys., B38, 303
- Bauspiess W., Bonse U. and Graeff W. (1976), J. Appl. Cryst. 9, 68
- Bauspiess W., Bonse U., Graeff W. and Rauch H. (1977), J. Appl. Cryst. 10, 338
- Bauspiess W., Bonse U. and Rauch H. (1978), Nucl. Instr. Meth. 157, 495
- Bauspiess W., Bonse U., Rauch H. and Treimer W. (1974), Z. Phys. 271, 177
- Bonse U. and Graeff W. (1977), in X-Ray Optics (Edt. Queisser H.-J.) Top. Appl. Phys. 22, 93 Springer Verlag
- Bonse U., Graeff W. and Rauch H. (1979), Phys. Lett. 69A, 420
- Bonse U., Graeff W. and Rauch H. (1979a), Phys. Lett. 69A, 420
- Bonse U., Graeff W., Teworte R. and Rauch H. (1977a), phys. stat. sol. (a) 43, 487
- Bonse U. and Rauch H., Edt. (1979) Neutron Interferometry Clarendon Press, Oxford
- Colella R., Overhauser A.W. and Werner S.A. (1975), Phys. Rev. Lett. 34, 1472

- Colella R. and Overhauser A.W. (1980), American Scientist 68,
70
- Daniels J.M. (1965), Oriented Nuclei, Academic Press, N.Y.
London
- Eder G and Zeilinger A. (1976), Nuovo Cim. B34, 76
- Greenberger D.M. and Overhauser A.W. (1980), Scientific
American 242, 54
- Halpern O. and Holstein R. (1941), Phys. Rev. 59, 960
- Hammerschmied S, Rauch H. and Clerc H. (1980) in preparation
- Hart M. (1978), private communication during Workshop on neu-
tron interferometry, Grenoble
- Hayter J.B. in Neutron Diffraction (Edt. Dachs H.) Top. Curr.
Phys. 6, 41 Springer Verlag
- Kaiser H., Rauch H., Badurek G. and Bonse U. (1979), Z. Phys.
A291, 231
- Kaiser H., Rauch H., Bauspiess W. and Bonse U. (1977), Phys.
Lett. 71B, 321
- Kharchenko V.F. (1979), Phys. Elem. Part. a. Atomic Nuclei 10,
884
- Kharchenko V.F. and Levashev V.P. (1976), Phys. Lett. 60B, 317
- Kitchens T.A., Overlhuizen T. and Passel T. (1974), Phys. Rev.
Lett. 32, 791
- Klein A.G. and Opat G.I. (1976), Phys. Rev. Lett. 37, 238
- Klempt E. (1976), Phys. Rev. D13, 3125
- Maier-Leibnitz H. and Springer T. (1962), Z. Phys. 167, 386
- Maier-Leibnitz H. (1966), Nukleonik 8, 5
- Perne R. and Sandhas W. (1978), in Few Body Systems and Nuc-
lear Forces, (Edt. Zingl H., Haftel M. and Zankel H.)
Lect. Notes Phys. 82, 261, Springer Verlag
- Petraschek D. and Folk R. (1976), phys. stat. sol. (a) 36,
147
- Petraschek D. and Rauch H. (1976a), Theorie des Interferometers
AIAU 76401, Atominstitut Vienna - internal report

- Petraschek D. (1976), Acta Phys. Austr. 45, 217
- Phillips T.W., Berman B.L. and Seagrave J.D. (1980), Phys. Rev. C - in print
- Rauch H. (1978), in Few Body Systems and Nuclear Forces (Edt. Zingl H., Haftel M. and Zankel H.) Lect. Notes Phys. 82, 289
- Rauch H. (1979) in Neutron Interferometry (Edt. Bonse U. and Rauch H.) p.161, Clarendon Press, Oxford 1979
- Rauch H. (1979a), Int. Conf. Pol. Neutr. in Cond. Matt. Res., Zaborow, Polen - in print at Nukleonika
- Rauch H., Seidl E., Zeilinger A., Bauspiess W. and Bonse U. (1978a), J. Appl. Phys. 49, 2731
- Rauch H. and Suda M. (1974a), phys. stat. sol. (a) 25, 495
- Rauch H., Wilfing A., Bauspiess W. and Bonse U. (1978), Z. Phys. B29, 281
- Rauch H., Zeilinger A., Badurek G., Wilfing A. Bauspiess W. and Bonse U. (1975), Phys. Lett. 54A, 425
- Rauch H., Treimer W. and Bonse U. (1974), Phys. Lett. 47A, 369
- Sharapov E.I. (1978), Proc. III. School Neutr. Phys. Alushta, JINR Dubna, D3 - 11787, p.437
- Shull C.G., Atwood D.K., Arthur J. and Horne M.A. (1980), Phys. Rev. Lett. 44, 765
- Stoll M.E., Wolff E.K. and Mehring M. (1978), A17, 1561
- Staudenmann J.-L., Werner S.A., Colella R. and Overhauser A.W. (1980), Phys. Rev. A21, 1419
- Werner S.A. (1980), Physics Today (in print)
- Werner S.A., Colella R., Overhauser A.W. and Eagen C.F. (1975), Phys. Rev. Lett. 35, 1053
- Zeilinger A. and Shull C.G. (1979), Phys. Rev. B19, 3957
- Zeilinger A. (1979), in Neutron Interferometry (Edt. Bonse U. and Rauch H.) p.241, Clarendon Press, Oxford
- Zeilinger A. (1979a), Int. Conf. Pol. Neutr. in Cond. Matt. Res., Zaborow, Polen - in print at Nukleonika

СПЕКТРОМЕТРИЯ МНОЖЕСТВЕННОСТИ

(Обзор)

Г.В.Мурадян

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Рассматриваются новые возможности исследования процессов образования и распада возбужденных ядер и измерения нейтронных сечений, открываемые спектрометрией множественности частиц и квантов, испускаемых ядрами. Приводится краткий обзор экспериментов по спектрометрии множественности.

The new method of the investigation of ways of formation and decay of excited nuclei, and of the neutron cross-sections measurement is considered. The method is based on the spectrometry of multiplicity of gamma-quanta and neutrons, emitted from the nuclei. The brief survey of experiments on the multiplicity spectrometry is presented.

Стремление к большей полноте понимания ядерных процессов приводит к мысли о необходимости создания установки, позволяющей измерять одновременно по возможности большее число параметров, характеризующих изучаемый процесс, и достичь более высокой точности их измерения. В отличие от совокупности отдельных экспериментов, в которых измеряются те же параметры, но каждый вне зависимости от других, эксперимент на такой установке даст существенно более полную информацию, так как наряду с отдельными величинами и их спектрами здесь можно будет получить всевозможные их корреляции.

Однако имеются три обстоятельства, которые вынуждают очень вдумчиво подходить к вопросу увеличения числа одновременно измеряемых параметров. Увеличение числа параметров, во-первых, приводит к очень быстрому увеличению объема исходных данных, в связи с чем встает проблема "сжатия" этих данных с целью получения понятных физических выводов, находящихся на достаточно высоком уровне обобщения; во-вторых, приводит к падению статистической точности числа одноименных событий и поэтому может потребовать мощных пучков ядерного излучения; в-третьих, может увеличить расходы средств на создание соответствующих установок, а средства эти ограничены.

В связи с этим возникает задача нахождения такой совокуп-

ности одновременно измеряемых параметров, которые:

- 1) связаны с понятными физическими характеристиками изучаемых процессов известными для нас способами;
- 2) допускают принципиальную возможность создания реальной установки для их измерения с требуемой статистической точностью;
- 3) обеспечивают возможность проведения достаточно большого разнообразия исследований при разумных затратах средств на создание соответствующих установок.

В качестве основных измеряемых параметров обычно рассматриваются энергия налетающей на ядро или вылетающей из ядра частицы, угол вылета частицы из ядра и, довольно редко, спин. Разворачивая вероятности какого-либо ядерного процесса по этим величинам, мы получаем соответствующие спектры, например энергетический спектр. Как правило, измеряется значение только одного параметра — одномерного спектра. Из-за относительно малой интенсивности пучков ядерного излучения двумерные спектрометрические исследования проводятся довольно редко и обычно при этом спектрометрия одной из величин является грубой. В крайне редких случаях имеется возможность трехмерного спектрометрического исследования.

В данной работе мы хотим обратить внимание на один, как нам представляется, весьма важный и еще не совсем привычный параметр — на множественность (ν) частиц и квантов, испускаемых возбужденной ядерной системой. Подчеркнем, что речь идет не об измерении средней множественности, а о целом спектре множественности. Спектр множественности $A(\nu)$ показывает, в скольких случаях изучаемого типа реакций (например, радиационного захвата нейтрона) была испущена одна частица ($\nu = 1$, например один гамма-квант), во скольких случаях — две частицы ($\nu = 2$) и т.д.

Множественность не имеет столь привычного физического смысла, как, например, энергия — аддитивная и сохраняющаяся величина. Однако спектр множественности (SM), как будет видно из дальнейшего, непосредственно связан с физическими характеристиками ряда ядерных процессов. В частности, SM чувствителен к каналам образования и распада возбужденных ядер и допускает разложение на отдельные ("элементарные") спектры множественности, соответствующие различным каналам реакции, т.е. SM является своеобразным отражением путей образования и распада возбужденных ядер.

Вместе с тем СМ имеет очень важную особенность. Измерения СМ отличаются большой эффективностью набора статистики – большой светосилой, что позволяет сочетать измерение СМ практически с любыми другими спектрометрическими измерениями. Это существенно расширяет возможности многомерных корреляционных исследований.

Впервые целесообразность измерения спектра множественности с точки зрения получения более точных значений нейтронных сечений и их отношений была указана в 1972 году [1].

Спектр множественности можно измерить многосекционным

4π – детектором, имеющим эффективность, близкую к 100%. Образец с исследуемыми ядрами располагается в центре детектора (рис.1). Число случаев κ – кратных совпадений непосредственно дает спектр множественности $\Lambda(\Delta = \kappa)$. Для этого число секций детектора должно быть много больше максимального числа испускаемых частиц, а эффективность регистрации каждой частицы детектором должна быть близка к 100%. (Такая установка может давать информацию также и об углах вылета частиц и их энергии. Однако свое внимание мы сосредоточим на вопросе множественности.) Высокая светосила измерения СМ следует из требования $\sim 100\%$ -ной эффективности регистрации отдельных частиц и относительно малого числа испускаемых частиц. События данного типа (например, радиационный захват нейтрона), зарегистрированные со $\sim 100\%$ -ной эффективностью, распределяются по небольшому числу каналов ($\Delta_{max} \sim 7$ для радиационного захвата) СМ, т.е. на долю каждого канала СМ приходится большое число отсчетов и соответственно высокая статистическая точность. Заметим, что в случае измерения СМ нейтронов и гамма-квантов, возникающих в реакциях с нейтронами, светосила измерения СМ особенно высока, поскольку в этом случае к тому же можно использовать довольно толстые мишени из исследуемых ядер. Ниже мы и будем рассматривать особенности СМ в реакциях такого типа.

Связь между СМ и физическими характеристиками ядерного процесса необходимо рассматривать в каждом конкретном случае. Очень часто эту связь можно установить довольно точно на основе ядерных моделей. Примером может служить расчет СМ при радиационном захвате нейтрона, который можно выполнить исходя из плотности уровней, вероятностей переходов и известной сетки нижних уровней [2].

Рассмотрим случай, когда связь СМ с каналами реакции

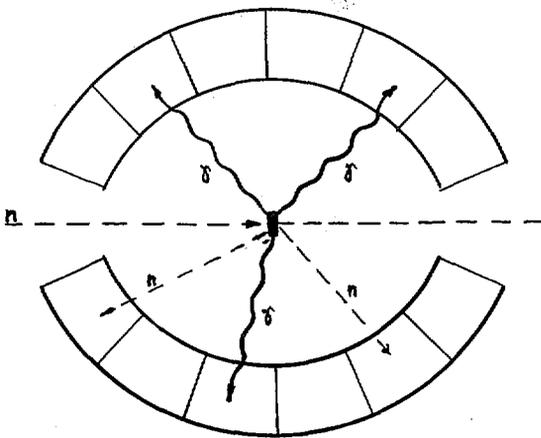


Рис.1. Схема многосекционного 4π - детектора для измерения спектра множественности

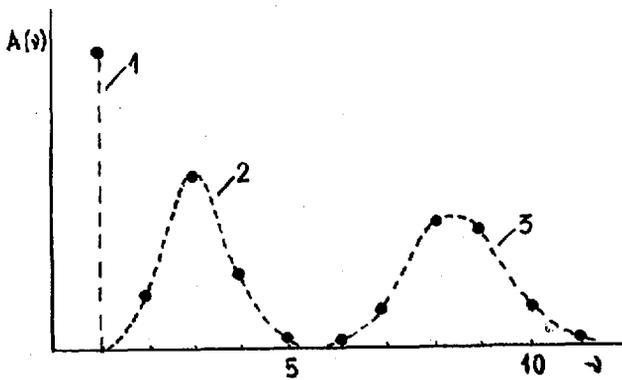


Рис.2. Спектры множественности при измерении рассеяния (1), радиационного захвата (2) и деления (3)

настолько очевидна и однозначна, что ее можно установить без расчета. Речь идет о суммарной множественности нейтронов и гамма-квантов $\nu = \nu_n + \nu_\gamma$, испускаемых при взаимодействии медленных нейтронов с ядрами. В этом случае СМ $A(\nu)$ будет состоять из хорошо разделенных максимумов, соответствующих процессам рассеяния, радиационного захвата и деления (рис.2). Действительно, при рассеянии регистрируется только один нейтрон, и поэтому СМ для рассеяния $A_s(\nu)$ всюду равен нулю, кроме точки $\nu = 1$, т.е. рассеянию соответствует первый максимум. При радиационном захвате образуется примерно 4 гамма-кванта. СМ захвата $A_\gamma(\nu)$ сосредоточен в области $\nu \approx 4$, т.е. захвату соответствует второй максимум. При делении суммарное число гамма-квантов и нейтронов составляет примерно 10. СМ деления $A_f(\nu)$ сосредоточен в области $\nu \approx 10$, т.е. делению соответствует третий максимум. Таким образом, суммарный спектр множественности

$$A(\nu) = \sum_j A_j(\nu) \quad , \quad j = s, \gamma, f \quad (1)$$

в данном случае распадается на три спектра, соответствующих трем известным каналам распада возбужденных ядер. Обнаружение на эксперименте дополнительных пиков или особенностей может указывать на другие, возможно еще не известные, пути распада возбужденного ядра.

Из самых общих соображений понятно, что СМ не может быть одинаковым для различных каналов распада возбужденного ядра. Для выявления и исследования каналов распада большое значение приобретает возможность разложения спектра множественности $A(\nu)$ на простые составляющие $A_j(\nu)$ не только в тех случаях, когда различные $A_j(\nu)$ сконцентрированы в различных областях по переменной ν , т.е. хорошо разделены, как в случае рассеяния, захвата и деления, но и в тех случаях, когда $A_j(\nu)$ мало отличаются между собой. Возможность такого разложения открывает новые перспективы исследования. Имеется весьма важное обстоятельство, которое позволяет решить эту задачу. Оно состоит в том, что $A_j(\nu)$ зависят от энергии налетающего нейтрона E_i и эта зависимость различна для различных каналов (j) образования и распада возбужденного ядра. Предположим пока для простоты, что для любого j форма СМ

$$a_j(\nu) = \frac{A_{ij}(\nu)}{\sum_j A_{ij}(\nu)} \quad (2)$$

не зависит от i . Тогда измеряемый СМ $A_i(\nu)$, состоящий из суммы $A_j(\nu)$ для различных каналов j , можно представить в виде

$$A_i(\nu) = \sum_j C_{ij} \alpha_j(\nu), \quad (3)$$

где C_{ij} — веса различных каналов. Выражение (3) следует рассматривать как систему уравнений. Ее можно решить с той или иной однозначностью и сделать соответствующие выводы относительно "элементарных" СМ и их весов $[\alpha_j(\nu) \text{ и } C_{ij}]$ в зависимости от конкретной задачи, т.е. наличия дополнительной информации. В простейшем случае, когда нас интересует вопрос, идут ли образование и распад возбужденного ядра по одному каналу или по нескольким, ответ однозначен. В этом случае согласно (3)

$$\alpha_i(\nu) = \frac{A_i(\nu)}{\sum_j A_j(\nu)} = \begin{cases} \text{не зависит от } i, & \text{если } j_{\max} = I; \\ \text{зависит от } i, & \text{если } j_{\max} > I. \end{cases}$$

Рассмотрим более сложный и вместе с тем типичный случай разложения $A_i(\nu)$ — группировку нейтронных резонансов (i) в зависимости от формы СМ гамма-квантов радиационного захвата. Изменение формы СМ от резонанса к резонансу может быть связано, в частности, с разнообразием их квантовых характеристик j — спина и четности. Для изолированных резонансов $C_{ij} = 1$ или 0, и по системе (3) можно однозначно найти $\alpha_j(\nu)$ и C_{ij} . В этом случае резонансы просто разбиваются на группы и число групп равно числу возможных значений квантовых состояний наблюдаемых резонансов. Например, в случае

S — резонансов число групп при $I \neq 0$ равняется двум. Вопрос о том, какому конкретному спину соответствует конкретная группа, может быть решен либо сопоставлением $\alpha_j(\nu)$ с расчетами, моделирующими каскад, либо сопоставлением результатов группировки с данными по спиновой идентификации для нескольких резонансов. Теперь заметим, что точность отнесения конкретного резонанса к той или иной группе j зависит не только от точности измерения $A_i(\nu)$ и степени различия $\alpha_j(\nu)$ для различных j , но и от физической флуктуации $\alpha_j(\nu)$ при переходе от одного резонанса к другому. Выше для простоты мы предположили, что $\alpha_j(\nu)$ не зависит от i . Однако форма СМ $\alpha_j(\nu)$ подвержена флуктуациям, связанным с флуктуациями Портера-Томаса парциальной ширины первого гамма-

перехода в каскаде, $a_j(1)$ имеет χ^2 -распределение (с числом степеней свободы $\nu_3 = 1$) и, соответственно, большую дисперсию. Но для $a_j(2)$ $\nu_3 \sim 100$ и дисперсия на порядок меньше. Наличие разброса в $a_j(\nu)$ и ошибок в $A_i(\nu)$ делает бессмысленным поиск точного решения системы уравнений (3). Поэтому для группировки и определения среднего $\bar{a}_j(\nu)$ следует использовать такие методы, как, например, кластерный анализ или метод последовательных приближений, минимизирующий выражения типа

$$\sum_j \eta_j^2 \left| A_i(\nu) - \sum_j c_{ij} \cdot a_j(\nu) \right|^2, \quad (4)$$

где η_j - веса, учитывающие ошибки и флуктуации.

Отметим, что флуктуации спектра множественности при радиационном захвате могут играть большую положительную роль. Они позволяют получить информацию относительно эффективного числа ν_3 открытых каналов для первого гамма-перехода в каскаде в зависимости от энергии этого перехода. Такая возможность связана с тем, что энергия первого перехода в среднем уменьшается с ростом ν , поскольку с ростом ν в среднем все больше энергии требуется для последующих $\nu-1$ -переходов, а суммарная энергия всего каскада фиксирована.

Рассмотрим еще один типичный случай, когда $a_j(\nu)$ практически не флуктуируют, а $c_{ij} \neq 0$ и имеют различные зависимости от i для различных j . Рассмотрим конкретно $(n, \gamma f)$ - реакцию. Систему (3) для множественности гамма-квантов деления в соответствии с тем, что могут существовать два процесса: обычное деление (n, f) и деление с предварительным испусканием гамма-кванта $(n, \gamma f)$, можно записать в виде

$$A_i(\nu) = b \cdot \left[\Gamma_{if} \cdot a_f(\nu) + \Gamma_{i\gamma f} \cdot a_{\gamma f}(\nu) \right]; \quad (5)$$

$$a_f(\nu+1) = a_{\gamma f}(\nu).$$

К этим уравнениям можно добавить, что ширины Γ_{if} и $\Gamma_{i\gamma f}$ с изменением i флуктуируют независимо и что при больших делительных ширинах $\Gamma_{\gamma f} \ll \Gamma_f$ [это следует из данных по $A_i(\nu)$ и $\Gamma_f + \Gamma_{\gamma f}$]. Этого достаточно для получения из (5) $a_f(\nu)$, $a_{\gamma f}(\nu)$ и $\Gamma_{\gamma f}$. Заметим, что точность определения $\Gamma_{\gamma f}$ по спектру множественности намного выше, чем просто по средней множественности $\bar{\nu}_3$, т.к. спектр $A(\nu)$ по сравнению с $\bar{\nu}$ намного

более чувствителен к изменению множественности и, кроме того, $A(\nu)$ измеряется с эффективностью $\sim 100\%$.

Можно продолжить перечень возможностей, открываемых измерениями спектра множественности. Однако приведенное рассмотрение уже показывает, что спектр множественности открывает широкие перспективы для исследования каналов реакций и, как сообщалось ранее [3], для измерения нейтронных сечений и их отношений с высокой точностью.

Перейдем к рассмотрению установок по исследованию СМ и некоторых результатов измерений. Первая установка по измерению СМ была создана в 1974 году в ИАЭ им. И.В.Курчатова [4]. Многосекционный 4π - детектор, на котором были проведены первые измерения, "Ромашка - 2" состоял из 12 светоизлучающих кристаллов $NaJ(Tl)$ с общим объемом 26 литров. Для регистрации нейтронов (деления, рассеяния) образец окружен (n, γ) - конвертором, состоящим из смеси бора-10 и парафина. Детектор был установлен на пролетном расстоянии 26м ЛУЭ-60 ИАЭ им.И.В.Курчатова. Ввиду небольшого числа секций и недостаточно высокой эффективности регистрации гамма-квантов аппаратный спектр множественности $N(k)$, где k - кратность совпадений, заметно отличается от истинного спектра $A(\nu)$:

$$N(k) = \sum_{\nu} f(k, \nu) \cdot A(\nu),$$

где $f(k, \nu)$ - функции отклика детектора. При увеличении числа секций, их объема и эффективности регистрации $f(k, \nu) \rightarrow \delta(k - \nu)$ $N(k) \rightarrow A(\nu) |_{k=\nu}$. На рис.3 показаны аппаратные спектры множественности $N(k)$ (в дальнейшем там, где это не будет вызывать неоднозначности, слово "аппаратурный" будем опускать). Заметное перекрытие спектров объясняется в основном недостатком хороших функциями отклика.

Измерения на "Ромашке-2" были начаты с выяснения вопроса спиновой чувствительности СМ гамма-квантов радиационного захвата и, в частности, с измерения ^{113}Cd [4]. Было обнаружено много новых уровней, что является следствием высокой светосилы метода. Для группировки резонансов (i) по СМ

$$N_i(k) = c_{i1} \cdot a_1(k) + c_{i2} \cdot a_2(k) \quad (6)$$

была минимизирована сумма (4) ($\nu \rightarrow k$) при очевидном условии $c_{i1} + c_{i2} = 1$. Для полностью изолированных резонансов $c_{i1} = 0$

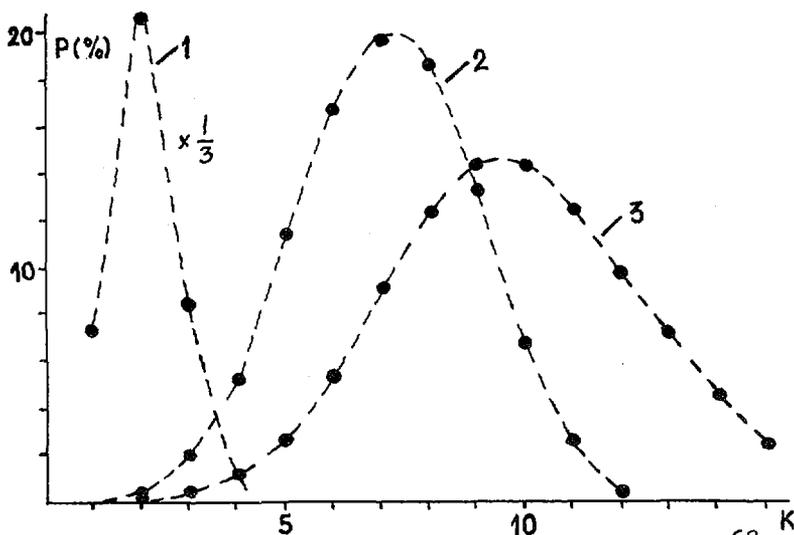


Рис.3. Спектры множественности радиоактивного распада ^{60}Co (1) и спонтанного деления калифорния-252 (2,3), измеренные с помощью детекторов "Ромашка-2" (1,2) и "Ромашка-3" (3)

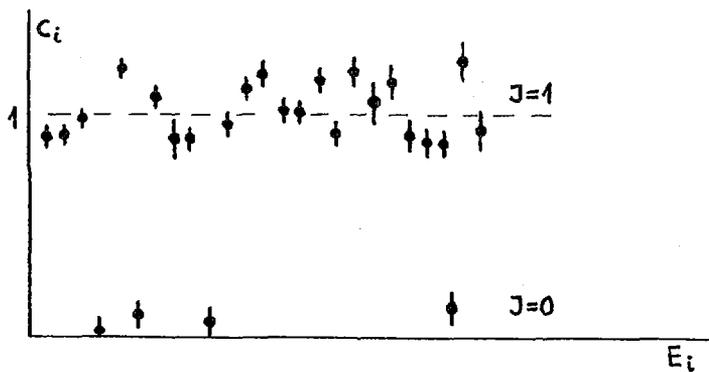


Рис.4. Результаты спиновой идентификации нейтронных резонансов кадмия-113

или I. Минимизация показала наличие четкой группировки C_{ij} вокруг значений 0 и I (рис.4). Заметим, что чувствительность $N_c(k)$ к спину может быть существенно повышена при улучшении функций отклика, т.е. увеличении числа секций и т.д.

С помощью детектора "Ромашка - 2" были проведены предварительные измерения сечения захвата урана - 238 [5], величины альфа (α) и сечения деления урана - 235 [6] в области энергий нейтронов 0,1 - 30 КэВ. Полученные сечения хорошо согласуются с данными других работ. Относительный ход величины альфа находится в хорошем согласии с данными многих работ. Однако при абсолютизации величины альфа без привлечения каких-либо других данных пришлось расчетным путем определить значение спектра множественности деления при $k=2$ и эффективности регистрации актов деления (98,5%) и захвата (84%). Вклад деления при $k=2$ оказался большим, а точность его вычисления - низкой, что и привело к существенному снижению точности при абсолютизации.

С целью измерения абсолютной величины альфа с требуемой высокой точностью - лучшей 5% - был создан детектор "Ромашка-3", состоящий из 46 кристаллов $NaI(Tl)$ с общим объемом 100л. Этот детектор позволяет регистрировать акты деления и захвата с эффективностью более 99% и хорошо разделять их (рис.3). Вклад деления в области малых кратностей совпадений, т.е. в области регистрации захвата, стал в несколько раз меньше, чем при использовании детектора "Ромашка-2". При $k=3$ регистрируется всего $\sim 1\%$ деления. Однако и эта величина все еще большая, чтобы ее полностью пренебречь. Вклад деления при $k=3$ измерялся непосредственно на "Ромашке-3" одновременно с основными измерениями.

Установка "Ромашка-3" позволила измерить абсолютные значения величины альфа урана-235 в области энергий нейтронов 0,1 - 30 КэВ с точностью, лучшей 5%. Эти результаты приведены в другом докладе, представленном на данной конференции. Здесь же мы отметим следующее. Во-первых, полученные значения альфа систематически ниже оцененных (например, $ENDF/B-II$). В области 0,1 - 1 КэВ максимальное различие достигает 26%, а в среднем составляет 13%; в области 1-10 КэВ максимальное расхождение 20%, среднее - 1%; в области 10-30 КэВ максимальное - 8%, среднее - 5%. Во-вторых, измерения абсолютного значения величины альфа на "Ромашке-3" в тепловой об-

ласти дали результат, совпадающий с оцененным значением, что является веским аргументом в пользу высокой точности измерений.

В настоящее время нашей группой проводятся измерения спектра множественности на резонансах плутония-239. Выявлена четкая корреляция между СМ гамма-квантов деления и делительной шириной, что указывает на $(n, \gamma f)$ - процесс, обнаруженный ранее другими группами.

Проведенные на "Ромашке-2" и "Ромашке-3" измерения подтвердили, что спектрометрия множественности является перспективным методом исследования и измерения нейтронных сечений с высокой точностью. На основе накопленного опыта и анализа ряда еще не решенных задач намечено два основных направления исследования СМ.

1. Измерение СМ гамма-квантов радиационного захвата, а для ряда ядер также и деления, в сочетании со спектрометрией нейтронов высокого разрешения.

Здесь необходимо получить СМ по возможности для большего числа резонансов с целью исследования флуктуационных свойств СМ, группировки резонансов, выявления связи между группами и физическими процессами при образовании и распаде составного ядра, корреляции СМ с нейтронной шириной и другими параметрами. Кроме того, полученные результаты могут быть сопоставлены с расчетами на основе моделей, описывающих гамма-каскад. Реализация этой программы требует создания нового спектрометра множественности, имеющего достаточно большой канал для образца, с тем чтобы компенсировать потери в скорости набора статистики (из-за увеличения разрешения) путем увеличения размеров (соответственно и количества) образца. На этой же установке будут проводиться исследования в более высокой области энергии, где резонансы не разрешены, с целью разложения сечения по орбитальному моменту налетающего нейтрона и выявления особенностей, связанных, например, с входными состояниями.

2. Спектрометрия множественности в сочетании со спектрометрией энергии частиц и квантов, испускаемых в результате реакции, и вообще со спектрометрией любых других величин. Здесь могут быть различные сочетания одновременных спектрометрических исследований: одновременная спектрометрия множественности гамма-каскада и энергии одного или нескольких гамма-квантов,

замыкающих каскад; одновременная спектрометрия множественности гамма-квантов, множественности нейтронов и энергии осколков, образующихся при делении ядра, и т.д. В круг этих исследований можно включить поиски задержек (и измерение времени задержки) части гамма-каскада, связанные с образованием изомерных состояний. Одновременная спектрометрия многих величин (многомерные измерения) дает ценную информацию о всевозможных корреляциях при делении и радиационном захвате. На основе результатов таких измерений можно выделить и исследовать крайние случаи - редкие события, например деление без вылета нейтрона, с вылетом большого числа нейтронов, большого (малого) числа гамма-квантов и т.д. Изучение гамма-каскада при радиационном захвате с измерением энергии квантов, соответствующих нижним переходам, позволит получить информацию о характеристиках нижних уровней и, может быть, выявить состояния, лежащие сколь угодно близко к основному или другому нижележащему состоянию.

Отметим, что как на имеющихся, так и на вновь создаваемых установках будут проводиться измерения нейтронных сечений, необходимых для оптимизации всего цикла использования ядерной энергии.

В настоящее время создаются соответствующие установки для реализации некоторых из перечисленных исследований на базе ЛЭУ-60 ИАЭ им. И.В. Курчатова.

Таким образом, измерение спектра множественности открывает широкие возможности для исследования ядерных процессов и получения данных, имеющих большое практическое значение.

Список литературы

1. Г.В. Мурадян, Ю.В. Адамчук, Ю.Г. Шепкин. Универсальный детектор для одновременного измерения нейтронных сечений. Аннотированный сборник работ Отдела физики твердого тела ИАЭ за 1972 год. - Вопросы атомной науки и техники. Серия: Некоторые проблемы физики твердого тела. Москва, 1974 г., стр. 52.
2. W. P. Rönitz. - *Ztsch. Physik*, 1966, v. 197, p. 262.
3. Г.В. Мурадян, Ю.Г. Шепкин, Ю.В. Адамчук, Г.И. Устроев. Препринт ИАЭ-2634. М., 1976.
4. Ю.В. Адамчук и др. Материалы IV Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977. Изд. Москва, ч. 3, с. II3, 1977.
5. Ю.В. Адамчук и др. То же, ч. 2, с. I92, 1977.
6. Г.В. Мурадян и др. То же, ч. 3, с. II9, 1977.

ИЗОМЕРНЫЙ СДВИГ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

К. Зайдель, А. Майстер, Д. Пабст, Л. Б. Пикельнер

(ОИЯИ)

Приводятся результаты измерений изомерных (химических) сдвигов нейтронного резонанса ^{238}U 6,67 эВ. На основании полученных сдвигов определено изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра ^{238}U при захвате нейтрона:

$$\Delta \langle r_p^2 \rangle = - (1,7 \pm 0,8) \text{ фм}^2$$

Experimental results on isomer (or chemical) shifts of the 6.67 eV neutron resonance of ^{238}U are presented. On their basis a change in the ^{238}U mean-square radius due to the capture of the neutron is found to be

$$\Delta \langle r_p^2 \rangle = - (1,7 \pm 0,8) \text{ fm}^2$$

В последние годы в ядерных исследованиях заметное место занимает изучение формы ядер и, в частности, изменения среднеквадратичного радиуса заряда ядра при возбуждении. Такая информация получается путем измерения мессбауэровских и муонных изомерных сдвигов и относится, как правило, к низшим возбужденным уровням ядер. Несколько лет назад в Дубне в работе ^{1/} была рассмотрена возможность измерения изомерных (химических) сдвигов нейтронных резонансов.

Химический сдвиг ΔE_0^{ch} ядерного уровня обусловлен сверхтонким кулоновским взаимодействием заряда ядра с электронной оболочкой атома. Энергия такого взаимодействия может быть представлена в виде:

$$U = -e^2 \iint \frac{\rho_e(\vec{r}_e) \rho_p(\vec{r}_p)}{|\vec{r}_e - \vec{r}_p|} d\tau_e d\tau_p, \quad (I)$$

где ρ_e и ρ_p - электронная и протонная плотности. Наблюдаемой величиной является только разность энергий возбужденного и основного состояний: энергия гамма-кванта или нейтронного резонанса, поэтому для наблюдения их изменения нужно проводить измерения с различными химическими соединениями. Тогда,

как показано, например, в [2], значение химического сдвига можно приближенно записать, как

$$\Delta E_0^{ch} = \frac{2}{3} \pi Z e^2 \Delta \rho_e(0) \Delta \langle r_p^2 \rangle. \quad (2)$$

Здесь $\Delta \rho_e(0) = \rho_e(0)_1 - \rho_e(0)_2$ - разность электронных плотностей на месте ядра в двух химических соединениях;
 $\Delta \langle r_p^2 \rangle = \langle r_p^2 \rangle^* - \langle r_p^2 \rangle$ - разность среднеквадратичных радиусов заряда ядра в возбужденном и основном состояниях. Для нейтронного резонанса $\langle r_p^2 \rangle^*$ соответствует компунд-состоянию, а $\langle r_p^2 \rangle$ - основному состоянию ядра-мишени. Из выражения (2) видно, что измеряя величину химического сдвига и зная $\Delta \rho_e(0)$, можно определить изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра.

Эксперимент представлялся весьма сложным из-за малости эффекта: по оптимистическим оценкам сдвиг нейтронного резонанса мог составить примерно 10^{-4} эВ, что следует сравнивать с шириной уровня порядка 10^{-2} эВ. Сложность эксперимента усугублялась маскирующим влиянием колебаний кристаллической решетки исследуемых веществ на форму резонанса. Тем не менее такой эксперимент был проведен в ОИЯИ.

Пропускание нейтронов измерялось на импульсном реакторе ИБР-30 с инжектором методом времени пролета при разрешении около 70 нс/м. В качестве исследуемого был выбран резонанс 6,67 эВ ^{238}U , образцами служили пять различных химических соединений урана. Для накопления спектров, управления сменой образцов и оперативного контроля ходом эксперимента использовалась малая ЭВМ ТРА-1. Измерение велось с тремя образцами, чередующимися в пучке через 5 минут, что позволяло обеспечивать идентичность условий и надежность сравнения их спектров между собой. Кроме того, в пучке постоянно находился образец из тербия, резонансы которого служили для контроля временных спектров. Экспериментальный сдвиг резонанса для пары образцов $\Delta E_0^{эксп}$ определялся путем подгонки по методу наименьших квадратов на ЭВМ. Подробнее о процедуре измерения и обработки сообщено в [3]. Найденный сдвиг содержит два независимых слагаемых

$$\Delta E_0^{эксп} = \Delta E_0^{ch} + \Delta E_0^{полр} \quad (3)$$

для различных пар химических соединений в зависимости от $\Delta \rho_e(0)$. Горизонтальные отрезки в нижней части рисунка показывают неопределенность величины $\Delta \rho_e(0)$ для соответствующей пары. Сплошная прямая проведена методом наименьших квадратов через начало координат и экспериментальные точки, а пунктирные линии указывают 95% доверительный интервал. С учетом констант в (2), из наклона прямой можно получить изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра при захвате нейтрона ядром ^{238}U :

$$\Delta \langle r_p^2 \rangle = - \left(1,7 \begin{matrix} +1,2 \\ -0,8 \end{matrix} \right) \text{Фм}^2.$$

Ошибки указывают 95% доверительный интервал. Найденное значение $\Delta \langle r_p^2 \rangle$ соответствует уменьшению $\langle r_p^2 \rangle$ на 5%.

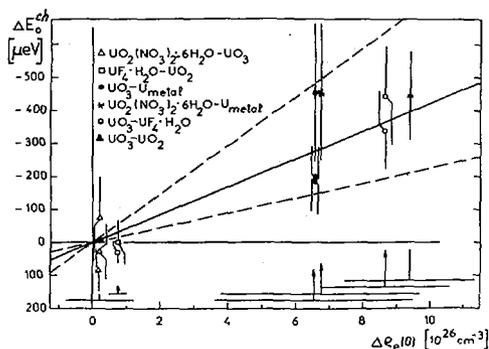
Полученное значение $\Delta \langle r_p^2 \rangle$ описывает разность среднеквадратичных радиусов возбужденного компаунд-состояния ^{239}U и основного состояния ^{238}U . Для оценки влияния возбуждения ядра на $\langle r_p^2 \rangle$ необходимо исключить вклад изотопического эффекта. На основании, например, работы [7] можно показать, что при переходе от ^{238}U к ^{239}U среднеквадратичный радиус основных состояний отличается примерно на $0,05 \text{ Фм}^2$. Это существенно меньше рассматриваемого эффекта и такой поправкой можно пренебречь. Анализ других видов взаимодействия, таких, как магнитное дипольное или электрическое квадрупольное, показал, что они не могут привести к сдвигу, подобному наблюдавшемуся в эксперименте.

Таким образом, можно заключить, что измеренные химические сдвиги связаны с уменьшением среднеквадратичного радиуса ядра при возбуждении, равном энергии связи нейтрона ($4,8 \text{ МэВ}$ для ^{239}U). Такое уменьшение $\langle r_p^2 \rangle$ можно интерпретировать, например, как уменьшение деформации ядра при возбуждении. Расчеты показывают, что для ядра урана, деформация которого соответствует $\beta = 0,25$, приближение формы ядра к сферической приведет к уменьшению $\langle r^2 \rangle$ на 5%, что наблюдалось в данном эксперименте.

Теоретическое рассмотрение вопроса об изменении среднеквадратичного радиуса ядра при возбуждении было проведено в работах Бунатяна [8,9]. На основе статистического описания им было показано, что при энергии возбуждения порядка энергии связи нейтрона, т.е. при температуре ядра $T \approx 0,7 \pm 1 \text{ МэВ}$

Второе слагаемое – поправочная величина сдвига, обусловленная в первую очередь различием формы резонанса из-за разницы в спектре колебаний кристаллических решеток рассматриваемых веществ. Для определения ΔE_0^{corr} на ЭВМ генерировался участок спектра, содержащий исследуемый резонанс. Пропускание нейтронов описывалось на основе формулы Брайта-Вигнера с использованием спектра колебаний кристаллической решетки, функции разрешения спектрометра и т.д. Различие в формах резонансов для разных химических соединений сопоставлялось с экспериментальным, откуда получалась величина ΔE_0^{corr} . Детальное описание метода введения поправки, связанной с кристаллической решеткой, приведено в работах [4, 5].

Для перехода от ΔE_0^{ch} к $\Delta \langle \tau^2 \rho \rangle$ необходимо знать разность плотности электронов на месте ядра. В работе [6] было показано, что эту разность можно определить в рамках модели эффективных конфигураций валентных электронов, используя экспериментальные данные, в первую очередь, по химическому сдвигу рентгеновских линий. Таким образом были получены значения $\Delta \rho_e(0)$ для всех использованных пар веществ. Кроме того, расчеты показали, что для такого тяжелого ядра, как ^{238}U , в пределах ядра плотность электронов несколько меняется, поэтому в выражение (2) необходимо **ввести** поправочный фактор, а именно, ввести $\Delta \rho_e^{3p} = k \Delta \rho_e(0)$, где $k \approx 0,9$.



На рисунке приведены найденные значения сдвигов резонансов.

можно ожидать уменьшения $\langle z^2 \rangle$. Численные оценки [8,9] дают величину $\Delta \langle z^2 \rangle$ значительно меньшую, чем получено в данном эксперименте, а именно, порядка $0,2 \text{ фм}^2$. Необходимо, однако, иметь в виду, что в расчетах на основе статистического подхода получаются характеристики, усредненные по многим компаунд-состояниям, поэтому для сравнения желательно иметь экспериментальные данные по нескольким резонансам. Кроме того, желательно проведение более детального расчета для деформированных ядер, как это было сделано в [9] для сферических.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Игнатович В.К., Останевич Ю.М., Чер Л. - ОИЯИ, Д4-7296, Дубна, 1973.
2. Dunlap, B.D., Kalvius, G.M. Theory of Isomer Shifts. In: "Mössbauer Isomer Shifts", Ed. Shenoy, G.K., Wagner, F.E. North Holland Publ. Company, Amsterdam, 1978.
3. Аюпян Г.Г., Вагов В.А., Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б., Салаи Ш. - ОИЯИ, РЗ-II740, Дубна, 1978.
4. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б. - ОИЯИ, РЗ-II741, Дубна, 1978.
5. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б. - ОИЯИ, РЗ-80135, Дубна, 1980.
6. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д. - ОИЯИ, РЗ-II742, Дубна, 1978.
7. Heilig, K., Steudel, A., Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1974, 14, p.613.
8. Бунатян Г.Г. - ЯФ, 1977, 26, 979.
9. Бунатян Г.Г. - ЯФ, 1979, 29, 10.

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ САМАРИЯ-152, 153 И -154

В.Н.Вертебный, П.Н.Ворона, А.И.Кальченко, В.Г.Кривенко,
Л.Е.Червоная

(ИЯИ АН УССР)

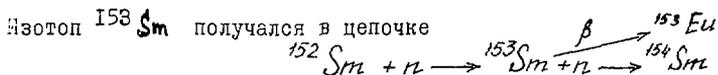
Измерены полные сечения изотопов самария-152 и -154 в диапазоне энергий 0,02-4эВ и получена оценка величины полного сечения радиоактивного изотопа ^{153}Sm ($T_{1/2} = 46,44$ час). При энергии 0,0253эВ полные сечения указанных изотопов равны 245 ± 5 , 38 ± 5 и 420 ± 180 барн.

The total neutron cross sections for Sm-152, 154 isotopes have been measured in the energy range 0.02-4 eV; the estimation for the total neutron cross section of radioactive isotope Sm-153 ($T_{1/2} = 46.44$ h) was obtained. At the neutron energy 0.0253 eV these cross sections for mentioned isotopes are: 245 ± 5 , 38 ± 5 , 420 ± 180 barn.

Настоящая работа посвящена измерению полного нейтронного сечения изотопа ^{153}Sm с периодом полураспада 46,44 час. Этот изотоп входит в состав продуктов деления и поэтому нейтронные константы ^{153}Sm важны для кинетики атомных реакторов [1]. Энергия возбуждения ядра при захвате нейтронов ^{153}Sm сравнима с энергией возбуждения изотопов $^{149,151}\text{Sm}$ и $^{155,157}\text{Gd}$ и поэтому изучаемый изотоп может иметь плотность резонансов, сравнимую с этими изотопами, и относительно большое сечение захвата (Табл.). Изотоп самарий-153 принадлежит к переходной области, которой свойственны аномалии в средних резонансных параметрах.

Средние расстояния между нейтронными резонансами для изотопов самария и гадолиния

Изотоп	V_N , эВ	U , эВ	$D_{\text{ядл.}}/3$, эВ	$D_{\text{расх.}}/4$, эВ
Sm-147	6.140	6.17	7.4	
149	7.966	5.77	2.3	4.9
151	8.258	5.90	1.3	1.8
153	7.978	5.76	-	7.4
Gd-153	8.604	6.54	-	1.0
155	8.581	6.64	1.8	1.5
157	7.981	6.28	5.6	8.0

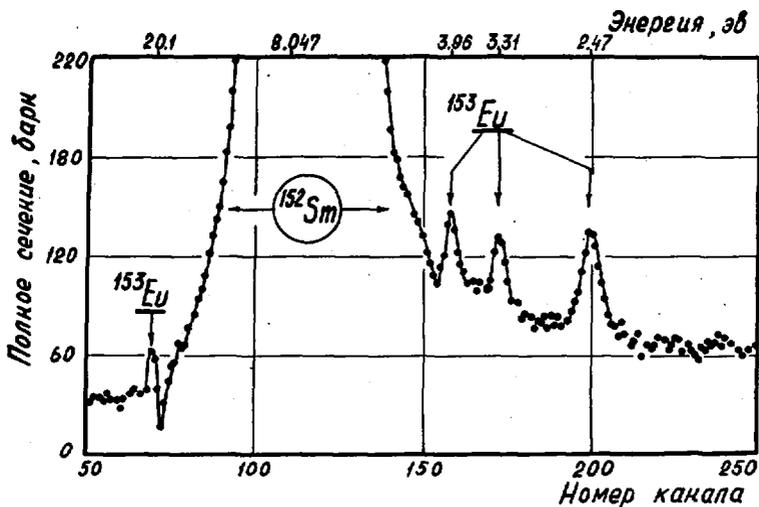


путем облучения в атомном реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР изотопа ^{152}Sm флюенсом $3.5 \cdot 10^{19}$ нейтронов/см² в течение 164 часов. Образец для облучения содержал 99,7% ^{152}Sm и 0,1% ^{149}Sm в виде окиси самария в количестве 268 мг, разбавленной порошком алюминия. В целом методика измерения аналогична описанной в работе [27]. Сразу после облучения, в течение 18 часов измерялось пропускание образца при разрешении 0,92 мксек/м в диапазоне энергий нейтронов 0,02-1 эВ, и затем в течение 48 часов при разрешении 0,23 мксек/м в диапазоне энергий нейтронов 0,4-10 эВ. Затем в тех же диапазонах измерялось пропускание после распада ^{153}Sm . Изменения пропускания, связанные с распадом ^{153}Sm , оказались столь небольшими, что эффект удалось определить лишь по большой группе каналов.

В тепловой точке ($E_n = 0,0253$ эВ) сечение ^{153}Sm оценивается равным 420 ± 180 барн. Имеются некоторые указания на наличие резонанса ^{153}Sm при энергии $\sim 0,5$ эВ с сечением ~ 750 барн. Других резонансов до энергии 4 эВ наблюдать не удалось. Если они существуют, то $2g_n^0 \leq 0,05$ мэВ.

Концентрация ^{153}Sm была определена по резонансам ^{153}Eu , которые появились после облучения образца, при этом были использованы уравнения кинетики (см. рис.). Мониторинг флюенса осуществлялся по выгоранию кадмия-113 и гадолиния-155. Сечение ^{152}Sm было получено в диапазоне 0,02-1 эВ после вторичного облучения образца ^{152}Sm в течение 10 суток в таких же условиях, что и при первом облучении. Это было необходимо для окончательного выжигания остатков ^{149}Sm . В тепловой точке ($E_n = 0,0253$ эВ) получено значение полного сечения, равное 245 ± 5 барн. Следует заметить, однако, что систематическая ошибка, вызванная неопределенностью геометрических размеров образца, может достигать 20%.

Для измерений сечения ^{154}Sm был изготовлен образец, состоящий из окиси самария, обогащенный ^{154}Sm до 99,2%. Геометрические размеры образца (15x2x18) мм³, вес окиси самария-1060 мг. Серьезным осложнением являлась примесь ^{149}Sm в количестве 0,12% (сечение при $E_n = 0,0253$ эВ равно 41000 барн). Вклад ^{149}Sm был вычтен с использованием резонансных параметров



Наблюдаемое сечение образца $Sm-152$ после облучения в реакторе (измерено с разрешением $0,28$ мксек/м)

уровней изотопа ^{149}Sm , приведенных в $\beta 7$. Полученная в результате энергетическая зависимость полного сечения ^{154}Sm в диапазоне энергий $0,02-4$ эВ в тепловой точке дает значение 88 ± 5 барн. Однако сечение ^{154}Sm в диапазоне энергий $0,02-0,15$ эВ сильно зависит от резонансных параметров ^{149}Sm ; если же взять энергетическую зависимость сечения в диапазоне $0,15-4$ эВ, то экстраполяция в тепловую точку дает величину сечения при $E_n = 0,0253$ эВ, равную 26 барн. В любом случае полученные нами значения превышают имеющиеся в литературе значения $\sigma_0 = 5,5 \pm 1,1$ барн $\beta 7$.

Список литературы

1. WRENDA-79/80, IAEA, Vienna, 1979.
2. В.П.Вертебный и др.-Ядерная физика, т.26, вып.6, 1979, с.1127.
3. Neutron Cross Sections, BNL-325, 3rd ed, 2, 1973.
4. Ж.И.Писанко, Л.А.Головач.-Препринт ИФ-69-16, Киев, 1969.

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ ИРИДИЯ

В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, А.И.Кальченко,
В.Г.Кривенко, Л.Е.Червонная

(ИЯИ АН УССР)

Измерены полные нейтронные сечения и определены резонансные параметры для радиоактивного нечетно-нечетного изотопа иридия-192 (74дня), стабильных изотопов Ir -191,193 и природного иридия. Для иридия-192 получено; $D_{\text{рад}} = (0,63 \pm 0,14) \text{ эВ}$; $\Gamma = (100 \pm 5) \text{ мэВ}$; $10^4 S_0 = 0,94 \pm 0,24 (\text{стат.}) + 0,10 (\text{сист.})$. Обсуждаются свойства средних резонансных параметров.

The total neutron cross sections and neutron resonance parameters have been determined for radioactive odd-odd isotope Ir-192 (74d) just as for stable 191,193 isotopes and natural iridium. Averaged values for Ir-192 are: $D_{\text{obs}} = (0.63 \pm 0.14) \text{ eV}$; $\Gamma = (100 \pm 5) \text{ meV}$; $10^4 S_0 = 0.94 \pm 0.24 (\text{stat.}) \pm 0.10 (\text{syst.})$. Average neutron resonance parameters are discussed.

На киевском атомном реакторе изучается взаимодействие нейтронов с радиоактивными изотопами [1]: исследования проводятся для выяснения особенностей взаимодействия нейтронов с классом мало изученных нечетно-нечетных ядер, в том числе для изучения зависимости средней радиационной ширины $\bar{\Gamma}$ и среднего расстояния между уровнями \bar{D} от энергии возбуждения и спина составного ядра. В связи с этим по методу времени пролета были измерены пропускания образцов радиоактивного ^{192}Ir , изотопов $^{191,193}\text{Ir}$ и природного Ir . До опытов авторов сечение захвата ^{192}Ir было определено по кинетике накопления ^{198}Ir [2] лишь в тепловой точке. Предварительные данные для изотопов иридия были сообщены нами в [3]. Методика нашего эксперимента аналогична той, которая описана в [1,3]. Изотоп ^{192}Ir (74 дня) получался путем облучения в отражателе реактора; флюенс по $^{10}\text{В}$ равен $1.0 \cdot 10^{20} \text{ н/см}^2 \pm 10\%$. Для идентификации резонансов измерения пропускания проводились до и после облучения образца ^{191}Ir . Размер образца $30 \times 15 \times 2 \text{ мм}^3$, количество ^{191}Ir -272мг. Кроме того, были измерены пропускания природного иридия, двух образцов ^{193}Ir (97,6%) и пяти образцов ^{191}Ir (89 и 78%). Диапазон энергии нейтронов 0.02 - 100 эВ; лучшее разрешение 55 нсек/м. Концентрация ^{192}Ir , определенная по флюенсу и степени "выгорания" резонанса 0,655 эВ

изотопа ^{191}Ir , равна $(6.8 \pm 0.6)\%$.

На рис.1 в качестве примера изображен участок пропуска-ния образца ^{191}Ir до и после облучения. Хорошо видно появ-ление большого количества резонансов ^{192}Ir , что свидетель-ствует об увеличении плотности резонансов по сравнению с ис-ходным изотопом. В табл.1 приведены резонансные параметры ^{192}Ir . На рис.2 приведена зависимость полного сечения изотопов иридия и природного иридия от энергии нейтронов.

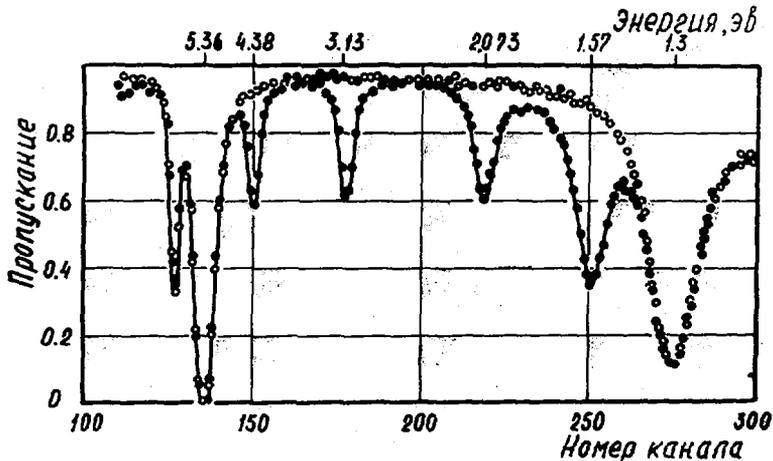


Рис.1. Пропускание образца ^{191}Ir до (o) и после облучения (•)

В табл.2 даны средние резонансные параметры как изотопов иридия, так и других изотопов - нечетно-нечетных и соседних с ними [4]. Величина $S_0 = \sum g \Gamma_n^0 / \Delta E$ для ^{192}Ir определена по интер-валу энергии нейтронов, свободному от резонансов ^{191}Ir с поправ-кой на пропуск уровней, отсюда среднее значение $g \Gamma_n^0 \approx 0,06 \text{ мэВ}$. Видно, что в интервале энергии 0-5 эВ сгруппированы сильные уровни с приведенной шириной, превышающей среднюю в 2-6 раз. Возможно, что этот эффект является проявлением некоторой промежуточной структуры и родствен тем, которые сообщались ранее для Re -185 и U -238 [5]. Новые данные о S_0 -сило-вых функциях нечетно-нечетных изотопов подчеркивают остроту

первого $4S$ -максимума, однако, в районе второго $4S$ -максимума, предсказываемого оптической моделью, обнаруживаются заметные флуктуации S_0 - силовых функции от ядра к ядру, что также может быть проявлением промежуточной резонансной структуры в этой области массовых чисел. Радиационная ширина ^{192}U превышает радиационные ширины ^{191}U , ^{193}U , как это

Средние значения резонансных параметров нечетно-нечетных и соседних с ними изотопов

Таблица 2

Изотоп	N	Спин J	U , мэВ	$D_{\text{набл.}}$, эВ	$\bar{\Gamma}_g$, мэВ	$S_0 \times 10^4$	f_M	$f_{\text{сск}}$
Eu -151	89	$5/2^+$	6,81	$0,70 \pm 0,09$	92	$4,10 \pm 0,15$	55	58
	152	3^-	7,44	$0,25 \pm 0,04$	160	$3,6 \pm 1,2$	84	56
	153	$5/2^+$	6,44	$1,1 \pm 0,1$	95	$1,95 \pm 0,12$	56	52
	154	3^-	7,29	$0,92 \pm 0,17$	145		77	45
	155	$5/2^+$	6,82	$4,8 \pm 0,4$	96		57	46
Tm -169	101	$1/2^+$	6,59	$7,3 \pm 0,5$	87	$1,63 \pm 0,28$	51	29
	170	1^-	6,94	3,7	122		68	32
Lu -175	104	$7/2^+$	6,92	$3,6 \pm 0,3$	70	$2,1 \pm 0,4$	46	52
	176	7^-	6,4	$1,7 \pm 0,2$	60	$3,6 \pm 0,6$	74	20
Ta -180	108	8^+	6,06	$1,1 \pm 0,1$	51	$2,4 \pm 0,4$	97	21
	181	$7/2^+$	6,06	$4,4 \pm 0,3$	58	$1,80 \pm 0,2$	45	23
	182	3^-	6,28	4,2	67	$1,0 \pm 0,5$	29	25
U -191	114	$3/2^+$	6,20	$3,0 \pm 0,5$	78	$2,2 \pm 0,2$	56	26
	192	4^-	6,62	$0,63 \pm 0,1$	100	$0,94 \pm 0,24$	76	21
	193	$3/2^+$	6,10	7 ± 1	87	$2,0 \pm 0,2$	60	19

имеет место и для ряда других нечетно-нечетных изотопов, что связано с увеличением энергии возбуждения U . В грубом приближении $\bar{\Gamma}_g \sim U^n$; теоретические и эмпирические оценки противоречивы, они варьируются в пределах от 0,8 до 3,5 [6,7]. В частности, Малецки и др. получили эмпирически, что $n = 1$ и величина $f_{\text{мп}} \equiv \bar{\Gamma}_g A a^{1/2} / U(1 - 0,01 J^2) = \text{const}$, тогда как Зарецкий, Сироткин [7] и Куклин [8] в рамках теории ферми-конечных систем показали, что $n = 3,5$ и

Резонансные параметры уровней иридия-192 Таблица I

E_0 , эВ	Γ , мэВ	$g\Gamma^2$, мэВ
0,0256	$87,0 \pm 0,7$	$0,082 \pm 0,01$
0,0546	-	$0,140 \pm 0,012$
1,574	92 ± 2	$0,292 \pm 0,003$
2,071	103 ± 4	$0,175 \pm 0,03$
3,13	96 ± 5	$0,25 \pm 0,01$
4,39	107 ± 7	$0,38 \pm 0,01$
7,83	-	$0,06 \pm 0,01$
9,20	-	-
10,20	-	-
12,75	100 ± 25	$0,285 \pm 0,03$
14,56	-	$0,121 \pm 0,03$

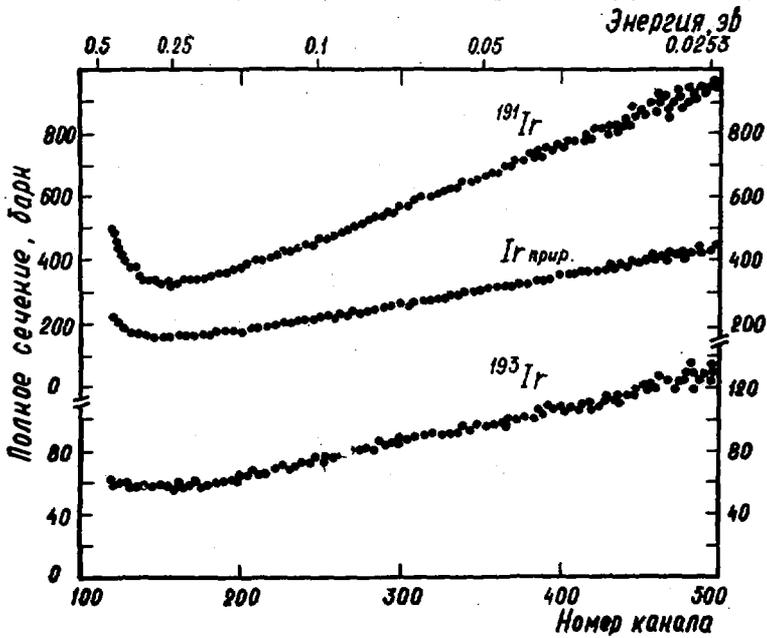


Рис.2. Полное сечение изотопов иридия и природного ир...

$$f_{зск} \equiv \bar{f}_r / [U/a A^{2/3}]^{3/2} = \text{const.}$$

Мы привели значения функций f в таблице 2 для нечетно-нечетных и соседних с ними ядер. Приближенная формула Зарецкого-Сироткина - Кукулина дает согласующие результаты для соседних изотопов разных классов. Однако общие тенденции предсказываются с точностью до множителя ~ 2 . Систематика малецки и др. хорошо передает общую зависимость \bar{f}_r от A , но не отображает вариации \bar{f}_r среди соседних ядер. Для пар, близких к магическим ядрам ($93, 94 Nb$; $138, 139 La$, $147, 148 Pt$), никаких заключений пока сделать не удается. По-видимому, энергетическая зависимость \bar{f}_r лучше описывается формулами Зарецкого-Сироткина-Кукулина. Если привести наблюдаемые расстояния между резонансами к одинаковой энергии возбуждения 6,5 МэВ и одинаковому спину, то окажется, что приведенные расстояния между уровнями нечетно-четных составных ядер **будут** значительно больше расстояний нечетно-нечетных составных ядер вследствие эффекта парного взаимодействия. При $E_n = 0,0253$ эВ полные сечения изотопов иридия-191, 192, 193 и природного иридия соответственно равны: 950 ± 25 ; 1500 ± 200 ; 125 ± 5 и 440 ± 10 барн.

Список литературы

1. В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, А.И.Кальченко, В.Г.Кривенко, С.А.Львов, В.А.Пшеничный. - Препринт ИЯЯИ-76-16, Киев, 1976; Ядерная физика 1977, т.26, вып.6, с.1137.
2. *Вестн. Физ. - Phys. Rev.* 1957, и. 105, р. 1974
3. В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, А.И.Кальченко, В.Г.Кривенко. - Международная конференция по изучению структуры ядра с помощью нейтронов, Ноксвилл, США, 1979.
4. В.А.Ануфриев и др. - Атомная энергия, 1979, т.46, с.158.
5. А.Б.Попов и др. - Нейтронная физика (материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977г.) Москва, 1977, т.2, с.272.
6. Г.Малецки, Л.Б.Пикельнер, И.И.Саламатин, Э.И.Шарапов. - Ядерная физика, 1971, т.13, с.240.
7. Д.Ф.Зарецкий, В.К.Сироткин. - Ядерная физика 1976, т.27, с.1534.
8. Р.Н.Кукулин. - Ядерная физика 1965, т.2, с.409.

ИЗМЕРЕНИЕ АБСОЛЮТНОЙ ВЕЛИЧИНЫ АЛЬФА УРАНА-235
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,1-30 кэВ

Г.В.Мурадян, Ю.Г.Щепкин, Ю.В.Адамчук, М.А.Восканян
(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Приведены результаты измерений абсолютной величины альфа урана-235 в области энергий нейтронов 0,1 + 30 кэВ. Измерения выполнены на 26м. пролетной базе ЛЭУ-60 ИАЭ им.И.В.Курчатова методом спектрометрии множественности с точностью, лучшей 5%. Проводится сравнение полученных данных с данными других авторов.

The results of U-235 absolute alpha value in the neutron energy range from 0.1 to 30 keV are presented. The measurements were carried out at the 26 m flight path station of I.V.Kurchatov ASI by means of the multiplicity spectrometry method. The accuracy of the alpha values is ~ 5%. The obtained alpha values are compared with the data of other works.

Для измерения нейтронно-физических констант с высокой точностью и исследования путей образования и распада возбужденных ядер в ИАЭ им.И.В.Курчатова разработана методика, основанная на спектрометрии множественности гамма-квантов и нейтронов [1,2]. В период 1974-1978 гг. был создан ряд многосекционных 4 π -детекторов, которые показали большие возможности этого метода [3-5]. На основе этих работ был выбран и сконструирован детектор, позволяющий достичь требуемые точности измерения нейтронных сечений и их отношений. Детектор с геометрией 4 π имеет 46 секций и изготовлен на основе кристаллов Na_2UO_4 с общим объемом сцинтиллятора ~ 100 л. Детектор установлен на пролетном расстоянии 26 метров от мишени ускорителя ЛЭУ-60 ИАЭ им.И.В.Курчатова. В результате каждого измерения получается до 37 времяпролетных спектров. Из них 16 спектров соответствуют кратностям совпадений $k = 1, 2, 3, \dots, 14, 15$ и 16 между секциями детектора при энерговыделении во всем детекторе, превышающем значение E_{Σ} , а в каждой секции E_s . Отбор совпадений производится во временном интервале τ_0 начиная от момента появления импульса с суммарной энергией $E > E_{\Sigma}$.

Одновременно выделяются аналогичные времяпролетные спектры, но при дополнительном условии регистрации нейтронов деления в воротах шириной τ_1 , задержанных на время τ_2 относительно импульса суммарной энергии.

В данной работе приводятся результаты измерений абсолютных величин альфа U^{235} с высокой точностью (лучше 5%) в области энергий 100-30000 эВ, выполненные на данном детекторе. Параметры аппаратуры и условия измерений представлены в табл. I.

В настоящее время имеется большое количество работ по измерению величины альфа. Однако ни одна из них не обеспечивает требуемой высокой точности (лучше 5%) в широкой области энергий нейтронов. Это в основном связано с двумя обстоятельствами: с большой величиной фона в канале захвата, имеющего множество компонентов, по разному зависящих от энергии нейтронов и величины альфа (γ -кванты деления, фон от захвата нейтронов конструкционными материалами, γ -фон и др.);

с нахождением аппаратурных констант, необходимых для получения величины альфа. Все это приводит к тому, что величина альфа оказывается в сильной степени зависящей от неопределенности знания фона, калибровочных величин, эффективностей регистрации актов захвата и деления. Эти неопределенности ограничивают точность получения альфа на уровне $\sim 15\%$. Перечисленные трудности удалось преодолеть путем реализации преимуществ спектрометрии множественности вторичного излучения возбужденных ядер: 46-секционный детектор обладает эффективностями регистрации актов захвата (ϵ_z) и деления (ϵ_d), близкими к 100%, высоким качеством разделения актов захвата от актов деления (низкое значение величины B) и актов рассеяния (высокое значение величины ϵ_z/ϵ_n). Величина фона, связанная с захватом рассеянных нейтронов в конструкционных материалах, сильно уменьшена в этом детекторе по сравнению с другими благодаря использованию защиты-конвертора из B^{10} с парафином (~ 10 см смеси B^{10} -0,1 г/см³ и C_nH_{2n} -0,8 г/см³). Одновременно защита-конвертор позволяет регистрировать нейтроны деления, увеличивая тем самым множественность γ -квантов, регистрируемых при делении, а также задерживает часть

Таблица I

Усло- вия экс- перимента	Энергетический интервал (эВ)	100+30000	0,022+0,028
Частота ускорителя (Гц)		350	40
Длительность нейтронного импульса (нсек)		60	60
Ширина временного канала (нсек)		40	640
Количество временных каналов		32 к	32 к
E_{Σ} , МэВ		0,80	0,80
E_s , кэВ		25	25
τ_1 , нсек		520 400	520 400
τ_2 , нсек		600 900	600 900
τ_0 , нсек		790	790
Фильтры на пучке		В ¹⁰ 0,12 г/см ² или Са (d=3мм)	-
		Al δ = 40мм	-
		Pδ δ = 10мм	Pδ δ = 10мм
Образец-металлич. U ²³⁵		P = 2г φ = 28мм	P = 2г φ = 28 мм

этих нейтронов на время $\geq \tau_2$ до их регистрации в кристаллах $N\alpha\gamma(\tau\epsilon)$. Последнее обстоятельство используется для уточнения доли деления при $k=2+3$, где оно составляет всего $\sim 3\%$ от захвата. Примесь актов деления при кратностях совпадений $k=1+5$, где доля актов захвата выше 90%, менее 20% (V_0).

Малость величины V_0 и возможность ее определения путём регистрации части ($\sim 2\%$) нейтронов деления в $N\alpha\gamma(\tau\epsilon)$, а также малая величина фона и высокие эффективности ξ_T и ξ_f позволили получить значение альфа с высокой точностью во всем измеряемом энергетическом интервале. Подчеркнем, что при получении альфа не привлекались какие-либо данные других измерений и не вносилось никаких расчетных поправок. В таблице 2 приводится сравнение данного метода с одним из лучших методов измерения альфа (ORNL [6]). Видно, что использование спектрометрии множественности позволяет получить существенно более высокую точность. Эта точность лучше, чем требуемые 5%. Для подтверждения надежности полученных данных были проведены дополнительные измерения абсолютной величины альфа урана-235 в тепловой области. В этих измерениях переменный фон не превышал 3%. Полученное значение альфа в тепловой точке для урана-235 согласно нашим измерениям равно $\alpha_T = 0.168$. Хорошее совпадение полученного значения α_T с рекомендованной величиной $\alpha_T = 0.169$ [7] при таких низких значениях этой величины гарантирует высокую точность альфа в области 0,01-30 кэВ. Следует отметить, что при измерении α_T мы ставили цели уточнить рекомендованное значение α_T , хотя при оптимизации условий эксперимента на тепловую точку данный метод позволяет получить точность $\alpha_T \sim 1\%$.

В таблице 3 приведены полученные значения альфа α в области 0,1-30 кэВ в стандартных интервалах. Для сравнения приведены результаты работы [6], а также оценки [8] и ENDF/B - III, Mat II57. Видно, что данные настоящей работы систематически значительно ниже результатов работы [6], отличаясь в среднем на 20%. Возможные причины высоких значений величины альфа в работе [6] рассмотрены в таблице 2. Оцененные значения величины альфа превышают результаты данной работы в среднем на 7%, однако в отдельных интервалах расхождение достигает 25%. Наибольшее отличие наблюдается в области энергий до 9 кэВ, уменьшающееся до нескольких процентов при более высоких энергиях.

Таблица 2

Характеристика	Работа	ИАЭ (данная работа)	ORNL [6]
Фон деления ("В") в канале захвата от захвата при $\alpha = 1$		22% при $2 < k < 5$ 10% при $k = 3$	58%
Переменный фон ("Ф") в канале захвата при $E_n = 10$ кэВ ($\alpha \approx 0,4$); при $E_n = 0,025$ эВ ($\alpha \approx 0,17$)		9%	130%
		3%	50%
$\Delta\alpha/\alpha$ при 10% неопределенности "Ф" при $E_n = 10$ кэВ ($\alpha \approx 0,4$) при $E_n = 0,025$ эВ ($\alpha \approx 0,17$)		0,9	13%
		0,3%	5%
$\Delta\alpha/\alpha$ при 3% уходе "В" при $\alpha = 0,4$ при $\alpha = 0,17$		1,6%	4,3%
		3,8%	10%
Эффективность регистрации: актов деления ε_f актов захвата ε_z		97%	50%
		97%	85%
Наличие особенностей в ходе фона		Не обнаружены	Имеются нерегулярности; фон в "черных" резонансах не совпадает с фоном имитатора
Калибровка		абсолютные измерения	Нормализация по обл. $0,02 \pm 0,4$ эВ

Таблица 3

Энергетический интервал (КэВ)	$\langle \alpha \rangle$, нас - тоящая работа	работа [6] $\langle \alpha \rangle$	оценка $\langle \alpha \rangle$ [8]	оценка E NDF/B-III
0.1 - 0.2	0.490	0.60	0.580	0.54
0.2 - 0.3	0.378	0.45	0.434	0.42
0.3 - 0.4	0.429	0.52	0.481	0.40
0.4 - 0.5	0.304	0.35	0.349	0.36
0.5 - 0.6	0.272	0.29	0.294	0.34
0.6 - 0.7	0.331	0.42	0.392	0.39
0.7 - 0.8	0.363	0.45	0.417	0.45
0.8 - 0.9	0.437	0.51	0.485	0.49
0.9 - 1.0	0.549	0.68	0.625	0.50
1 - 2	0.355	0.42	0.386	0.42
2 - 3	0.342	0.41	0.340	0.35
3 - 4	0.323	0.38	0.308	0.34
4 - 5	0.322	0.38	0.327	0.34
5 - 6	0.313	0.38	0.297	0.34
6 - 7	0.386	0.47	0.361	0.34
7 - 8	0.350	0.43	0.368	0.34
8 - 9	0.411	0.51	0.408	0.34
9 - 10	0.335	0.42	0.372	0.35
10 - 20	0.337	0.40	0.391	0.35
20 - 30	0.332	0.39	0.366	0.36
30 - 40	0.368	0.37	0.360	0.36
40 - 50	0.360	0.36	0.350	0.35

Список литературы

1. Г.В.Мурадян, Ю.Г.Щепкин, Ю.В.Адамчук, Г.И.Устроев. - Препринт ИАЭ-2634, М., 1976.
2. Г.В.Мурадян. Доклад на Международной конференции по ядерным сечениям для технологии, США, Ноксвилл, 22-26 октября 1979г.
3. Ю.В.Адамчук и др. Материалы IУ Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977г. Изд. Москва, ч.3, с.113, 1977.
4. Ю.В.Адамчук и др. То же, ч.2, с.192, 1977.
5. Г.В.Мурадян и др. То же, ч.3, с.119, 1977.
6. Gwin R. et al. Nucl. Sci. Eng. 59, 79-105 (1976).
7. G.C. Hanna et al. Atomic Energy 7, №4, p. 3-32, 1969.
8. В.А.Коньшин, Г.В.Антипов. Труды III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1975, т.2, с.3, М., 1976.

УСКОРЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗОМЕРНЫМИ ЯДРАМИ ^{152m}Eu ж)

И.А.Кондуров, Е.М.Коротких, Ю.В.Петров.

(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова)

Экспериментально обнаружен на уровне 8 стандартных отклонений эффект неупругого ускорения нейтронов ядрами ^{152m}Eu . Сечение ускорения тепловых нейтронов оказалось равным $\sigma_{in} = (0,28 \pm 0,06)$ бн.

For the first time the effect of inelastic acceleration of neutrons by ^{152m}Eu nuclei is observed experimentally. The cross section of thermal neutron acceleration is equal to $\sigma_{in} = (0,28 \pm 0,06)$ b.

При взаимодействии нейтронов с ядрами, находящимися в возбужденном состоянии, возможна с заметным сечением реакция неупругого рассеяния с передачей энергии возбуждения рассеянному нейтрону ^{151}Eu . Так, для изомеров ^{113m}In и ^{115m}In , живущих часами 12 , расчеты по оптической модели и пересчет экспериментальных данных об обратной реакции дают для сечения неупругого ускорения значение около 0,1 бн в области энергий $\sim 0,1$ МэВ 13 . Однако, наблюдать прямую реакцию ускорения нейтронов до сих пор не удавалось, несмотря на несколько попыток $^{14-6}$. Ниже приводятся результаты измерений, в которых было обнаружено ускорение тепловых нейтронов на ядре ^{152m}Eu (M3 - переход, $I_m^{\sigma} = 0^{\sigma}$, $I_g^{\sigma} = 3^{\sigma}$, $E_m = 48,5$ КэВ, $T_m = (13,42 \pm 0,07)$ час 12).

Изомер ^{152m}Eu получался облучением в реакторе ВВР-М ЛИЯФ в течение 20 часов образцов, содержащих 25 мг разделенного ^{151}Eu . Поток тепловых нейтронов в месте облучения, измеренный железными фольгами, колебался от опыта к опыту в пределах $(1 \pm 2) \cdot 10^{14}$ н/см²сек. После облучения мишень, содержащая несколько десятых мг изомера, устанавливалась на нейтронный пучок (рис.1). Ввиду малости ожидаемого эффекта для его выделения пучок тепловых нейтронов модулировался заслонкой. Цикл измере-

^{ж)} См. также Письма в ЖЭТФ, 31, 254, 1980.

рений составлял 22 сек. Ускоренные нейтроны замедлялись в оргстекле и детектировались пропорциональными счетчиками. Счетчики были защищены от γ -квантов распада, интенсивность которых доходила почти до 10^3 кюри и в 10^{12} раз превышала ожидаемую интенсивность ускоренных нейтронов. Для этого мишень была окружена свинцовой защитой.

Эффективность регистрации быстрых нейтронов детектором измерялась калиброванным Sb-Be источником и составляла

$\epsilon = (6,6 \pm 0,7)\%$. Сигнал от детектора, соответствующий открытой и закрытой заслонке ($I(t)$ и $I_b(t)$, соответственно), регистрировался отдельно. В разности этих счетов, которая содержит измеряемый эффект, по методу наименьших квадратов выделялась составляющая, убывающая экспоненциально с постоянной τ_m :

$$I(t) - I_b(t) = I_m \exp(-t/\tau_m) + I_0.$$

Точность измерения в этих экспериментах ограничивалась фоновым счетом ($I_b = 13 \pm 28$ имп./сек) и в каждом отдельном опыте достигала $(0,3 \pm 0,5)\%$ от фона.

Для проверки отсутствия влияния посторонних факторов были выполнены контрольные опыты¹⁸⁷. В пределах статистической ошибки установка оказалась стабильной. Показано отсутствие каких-либо ложных эффектов при выключении тепловых нейтронов, либо при удалении возбужденных изомерных ядер. Дополнительными опытами (путем замены сменной свинцовой защиты на железу) установлено отсутствие влияния быстрых фотонейтронов, рожденных захватными γ -квантами изомера в свинцовой защите нейтронных счетчиков.

Сечение неупругого ускорения нейтронов определялось из формулы

$$\sigma = \frac{I_m}{N_{mo} \Phi_t} = \delta_r \delta_t \epsilon \sigma_{in}. \quad (I)$$

Здесь Φ_t - поток тепловых нейтронов со скоростью $V=2200$ м/сек, падающий на поверхность мишени; δ_t - отношение среднего по мишени потока $\langle \Phi_t \rangle$ к Φ_t ; произведение $N_{mo} \delta_r = N_m$ дает полное число изомерных ядер после окончания облучения в реакторе, причем, через N_{mo} обозначено число накопленных ядер без учета блок-эффектов при облучении в канале реактора, а коэффициент δ_r учитывает эти эффекты; наконец, через ϵ обозначена эф-

эффективность регистрации ускоренных нейтронов.

Среднее взвешенное величины σ по девяти опытам оказывается равным $\bar{\sigma} = (1,08 \pm 0,12) \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$; при этом $\chi^2 = 1,19$. Это означает, что эффект ускорения тепловых нейтронов обнаружен на уровне 8 стандартных отклонений. Данные приведены на рис. 2, где результаты некоторых опытов объединены в одну точку.

Среднее по толщине мишени значение нейтронного потока было измерено как полусумма его значения на краях: $\bar{\sigma}_r = 0,83 \pm 0,03$. Коэффициент самоэкранирования и блокировки в реакторе $\bar{\sigma}_r$, полученный путем измерения абсолютной активации основного состояния ^{152}Eu , оказался равен $\bar{\sigma}_r = 0,7 \pm 0,1$. При вычислении значения σ_{in} не учитывалась возможность выгорания изомера, поскольку отдельными измерениями рентгеновских линий на кремниевом спектрометре было установлено, что вплоть до потоков $1,2 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2 \text{ сек}$ в пределах точности (13%) выгорание отсутствует. Из последнего равенства формулы (1) для сечения ускорения нейтронов при скорости $V = 2200 \text{ м/сек}$ получаем значение:

$$\sigma_{in} = (0,28 \pm 0,06). \quad (2)$$

Приближенную теоретическую оценку σ_{in}^* можно получить, рассматривая сечение как сумму по резонансам и заменяя все ширины и расстояния между уровнями (D), их средними значениями, а также полагая расстояние до ближайшего резонанса равным $D/2$:

$$\sigma_{in}^*(E) = \frac{\pi^3}{K_0^2} s_0^2 \frac{T_{2,5/2}(E_m)}{T_0(E_0)} \sqrt{\frac{E_0}{E}}, \quad (3)$$

где K_0 — волновой вектор нейтрона при энергии $E_0 = 1 \text{ эВ}$; s_0 — силовая функция для s -нейтронов; T_0 и $T_{2,5/2}$ — пропускности для s -и d -нейтронов соответственно. Для ^{152}Eu экспериментальное значение $s_0 = (3,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-4} / 10^7$, а оценочный расчет по оптической модели для сферического ядра дает $T_{2,5/2}(E_m)/T_0(E_0) \approx 0,4$, так что $\sigma_{in} \approx 26 \text{ бн}$ при $E = 0,025 \text{ эВ}$. С учетом флуктуаций параметров наиболее вероятное значение составляет $\sigma_{in}^T = 0,15 \sigma_{in}^*/9$, и теоретическая оценка приводит к $\sigma_{in}^T \approx 0,3 \text{ бн}$. Хотя это значение справедливо лишь с точностью до порядка величины, совпадение его с измеренным сечением (2) показывает, что в реакции (n, n^*) отсутствует сколько-нибудь значительный запрет на

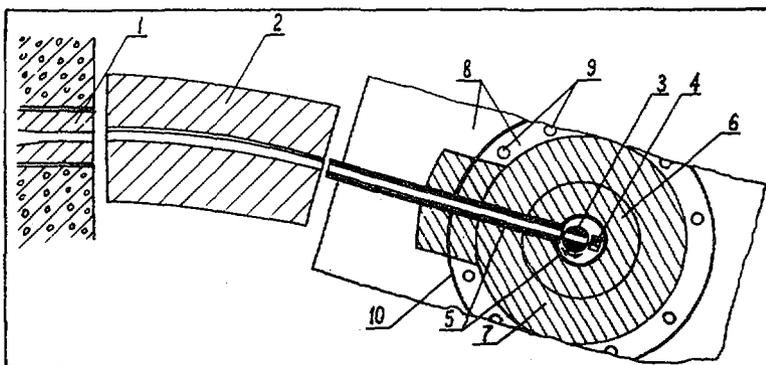


Рис.1. Схема опыта: 1-канал реактора; 2-логарифмический нейтронвод; 3-поворотная борная заслонка; 4-мишень; 5-борная защита; 6-сменная защита от γ -квантов; 7-свинцовая защита; 8-замедлитель из оргстекла; 9-нейтронные счетчики; 10-защита из кадмия

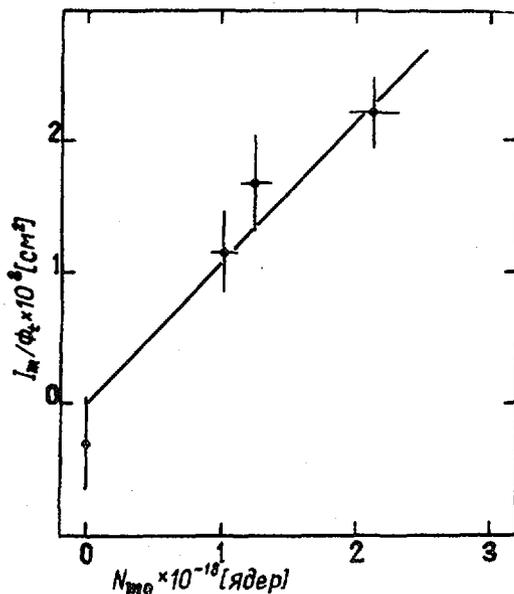


Рис.2. Отношение числа зарегистрированных ускоренных нейтронов I_m к падающему потоку теплых ϕ_0 в зависимости от количества изомерных ядер N_{iso} . (Прямая проведена с наклоном ξ)

ядерный переход $^{152m}\text{Eu} \rightarrow ^{152g}\text{Eu}$, в то время как γ -переход заторможен более, чем в $10^6 \cdot 10^8$ раз [11].

Список литературы

1. Петров Ю.В., -ЭЭФ, 37 II70 (1959).
2. Lederer C.M., Shirley V.S., eds., Table of Isotopes, N.Y. (1978).
3. Petrov Yu.V., Shlyakhter A.I., - Nucl.Phys., A292, 88 (1977).
4. Miyano K., Morinaga H., - J.Phys.Soc. Japan, 26, 576 (1969).
5. Намегтеах В., - Phys.Rev., C10, 2397 (1974).
6. Кондуров И.А. и др. - АЭ, 36, 77 (1974).
7. Коретких Е.М. и др. - В сб.: "Нейтронная физика, ч.2 (Материалы III Всесоюзной конференции в Киеве, 1975г.)", стр.200, Москва, 1976.
8. Кондуров И.А., Коретких Е.М., Петров Ю.В. - Препринт-528 ЛИАФ АН СССР, 1979.
9. Петров Ю.В., Шляктер А.И. - Препринт-456 ЛИАФ АН СССР, 1979.
10. Вертебный В.П. и др. - ЯФ, 26, II37, 1977.
11. P. von Egidy et al. - Z.Phys. A286, 341 (1978); Григорьев Е.П. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ. 43, 105, 1979.

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ С ИЗОМЕРОМ
ЕВРОПИЯ-152 С ПЕРИОДОМ 9,2 ЧАСА

В.А.Пшеничный, В.П.Вертебный, Е.А.Грицай, В.И.Кришталь,
П.Н.Ворона, В.Г.Кривенко

(ИЯИ АН УССР)

Описан эксперимент, в котором определено полное сечение изомера ^{152m}Eu с периодом полураспада 9,2 часа для нейтронов с энергией (0,034-0,010) эВ. Полное сечение для нейтронов с энергией 0,0253 эВ оказалось равным (70000 ± 15000) барн.

Experiment is described which ^{152m}Eu isomer ($T_{1/2}=9,2\text{h}$) total gross sections were measured for neutron energy interval (0,03-0,010)eV. Total gross section at neutron energy 0,0253eV is equal (70000 ± 15000) barn.

На атомном реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР был проведен эксперимент по определению полного сечения взаимодействия тепловых нейтронов с радиоактивным ядром европия-152, находящимся в изомерном состоянии с периодом полураспада 9,2 часа. Исследование взаимодействия нейтронов с возбужденными ядрами представляет интерес в связи с различными задачами ядерной физики и, в частности, с возможностью ускорения нейтронов в результате неупругих соударений второго рода [1].

Полное поперечное сечение изомера европия-152 определялось следующим образом. Образец стабильного изотопа европия-151 облучался в течение суток в отражателе атомного реактора ВВР-М. После облучения образец помещался на нейтронном пучке горизонтального канала реактора, и изучалось изменение пропускания образца во времени вследствие распада ^{152m}Eu на протяжении трех периодов полураспада. Изомер европия-152 m с периодом 9,2 часа распадается на самарий-152 и гадолиний-152, сечения которых при энергии нейтронов 0,0253 эВ соответственно равны 200 и 1000 барн. Предварительные данные, полученные в первом опыте [2] указали, что сечение европия-152 m значительно превышает полное поперечное сечение европия-151 и тем более сечение дочерних продуктов. Поэтому в результате распада европия-152 m образец "светлеет".

Флюенс тепловых нейтронов определялся по изменению пропускания образца гадолиния-157 вследствие его выгорания.

Пропускание измерялось на нейтронном спектрометре по времени пролета. Прерыватель нейтронов (диаметр 300мм, ширина щели 0,5мм) вращался со скоростью 110 об/мин. Высокоактивный образец европия-152 помещался в шток установки для работы с радиоактивными образцами [3].

Настоящая работа является новой попыткой изучения взаимодействия нейтронов с европием-152 в изомерном состоянии. В первом опыте [2] пропускание облученного образца европия измерялось в энергетической области (0,02-1)эВ, при этом наибольшие эффекты наблюдались ниже 0,03 эВ, а сечение при $v = 2200$ м/с оценивалось 280000 ± 80000 барн. Поэтому в настоящем опыте все внимание было сосредоточено на этом интервале энергии. По сравнению с первым опытом светосила увеличена в 4-5раз, а флюенс при облучении почти в два раза. Кроме того, была усовершенствована технология изготовления образцов.

Детектор нейтронов из 18 пропорциональных ^3He -счетчиков СММ-37 был установлен на расстоянии 27м от прерывателя. Отношение эффект-фон составляло при энергии нейтронов 0,03 эВ -90; 0,02 эВ -40 и 0,01 эВ-7.

Для того чтобы избежать перегрузок усилительного тракта спектрометра, использовалась электронная схема отключения входа усилителя на время значительных скоростей счета. Эта схема, управляемая стартовым сигналом от магнитной головки ротора прерывателя, выделяла для исследования энергетическое "окно" 0,034-0,010эВ. Измерения велись по 30 минут в последовательности: европий-152 - "прямой" лучок - европий-152. Спектры с временного анализатора передавались на ЭВМ ЕС-1010. В процессе измерений в каждом цикле определялось пропускание, усредненное по 11 каналам.

Образец европия-151 для облученияготавливался из смеси Eu_2O_3 (обогащение по европий-151 - 98,8%) и порошка алюминия; смесь прессовалась до плотности $2,5\text{г/см}^3$. Облучение в течение 1580 мин. в реакторе на мощности 10 мвт образца европия проходило одновременно с облучением образца гадолиния-157.

Флюенс нейтронов оказался равным: $5,11 \cdot 10^{18} \text{н/см}^2 \pm 6\%$, а

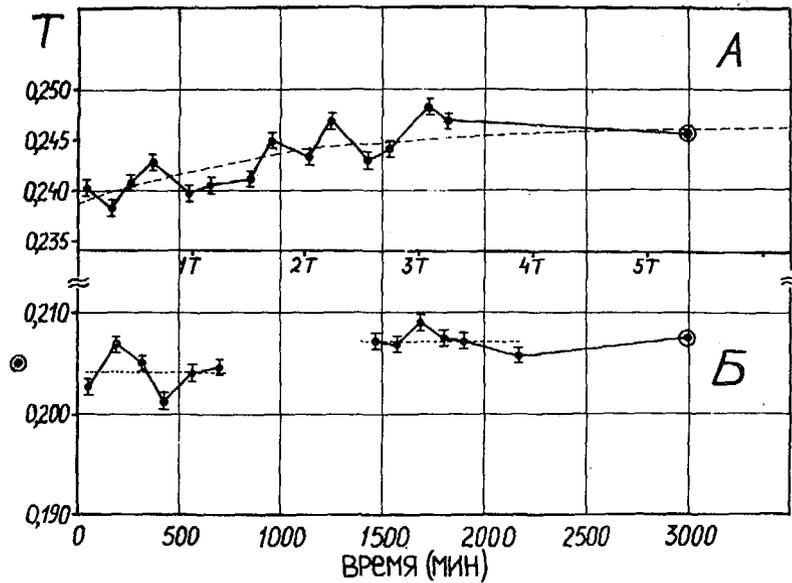
плотность потока при облучении: $5,39 \cdot 10^{18}$ н/см²сек $\pm 6\%$. Расчетная концентрация ^{152m}Eu к моменту начала измерений равна $0,45 \cdot 10^{18}$ яд/см² $\pm 10\%$, что составляло $0,45\%$ концентрации ядер европия-151.

На рис. (А) показано изменение во времени пропускания образца европия-152 в области (0,034-0,014)эВ. Каждая точка представляет собой результат двух 30-минутных измерений пропускания образца европия. По истечении трех периодов полураспада измерения велись по 1 и 2 часа. Средняя величина пропускания для этих измерений представлена одной точкой, отмеченной знаком \odot , и отнесена к моменту времени 3000 мин. Статистическая точность меньше размеров черной точки. За три периода пропускание изменяется на величину 0,005.

Рис. (Б) иллюстрирует стабильность и чувствительность нейтронного спектрометра. Первые 12 часов измерялось пропускание образца - дубликата из $^{151}\text{Eu}_2\text{O}_3$, который имел пропускание близкое к пропусканию изучаемого образца и к которому была добавлена алюминиевая пластина толщиной 2мм ($n\sigma \sim 0,018$), затем алюминиевая пластина убиралась и снова определялось пропускание в 30-минутных измерениях. На этом рисунке прерывистыми линиями отмечены средние по 30-минутным измерениям значения пропусканий и значком

\odot среднее значение образца дубликата без алюминиевой добавки за длительное время.

Как в условиях длительных измерений, так и в условиях **аналогичных** измерениям на изомере, показано, что алюминиевая пластина вызывает изменение пропускания на 0,004, что отличается от расчетного значения на 20%. Таким образом, при $n\sigma = 1,6$ удалось определить изменение в этой величине на 1%, причем статистическая точность этого результата равна 10%. Наблюдаемые отклонения все же в 2-3 раза больше. Частично мы связываем их с различного рода нестабильностями. Отсюда можно сделать вывод, что наблюдаемый эффект изменения пропускания облученного образца на 0,005 за период 30 часов не является следствием нестабильности, а связан с "посветлением" изучаемого образца. Этот эффект мы приписываем распаду изомера европия-152 с периодом 9,2час. На рис. (А) штриховая линия показывает изменение пропускания образца европия-152 по закону:



Изменение во времени пропускания: А- образца европия-152;
Б- эталонных образцов

$$T = 0,2460 \exp\{-0,031[\exp(-\lambda t)]\}, \quad (1)$$

где λ - постоянная полураспада изомера европия-152;
 t - время.

Константы в (1) получены методом наименьших квадратов в результате обработки пропусканий по отдельным интервалам энергий нейтронов. При этом величина χ^2 -квadrat на одну степень свободы лежала в пределах от 0,5 до 2.

Таким образом, полное поперечное сечение изомера европия-152 с периодом полураспада 9,2 час при $E_n = 0,025$ эВ равно $\sigma_{\Sigma} = 70000 \pm 15000$ барн.

Если учесть результаты всех проведенных опытов, то предпочтение можно отдать последнему. В ближайшее время будет дана оценка по окончательным результатам всех опытов.

Список литературы

1. Ю.В.Петров, ЖЭТФ, 1958, т.37, с.1170,
 Ю.В.Петров, ЖЭТФ, 1972, т.68, с.758,
 Ю.В.Петров, А.И.Ляхтер.Препринт ДИЯЧ-821, 1977.
2. В.А.Ишеничный, А.И.Влафовский, И.Н.Зорона. Препринт ДИЯЧ 78-14, 1978.
3. В.Л.Вертебный, И.Н.Зорона и др. Препринт ДИЯЧ 76-16, 1976.

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ НУКЛИДА ^{141}Ce ($T_{1/2} = 32,5$ дня)

В.А.Ануфриев, В.А.Гончаров, С.И.Бабич, В.Н.Нефедов
(НИИАР им. В.И.Ленина)

Представлены результаты измерений нейтронных резонансов радионуклида ^{141}Ce ($T_{1/2} = 32,5$ дня) в области энергий до 360 эВ. Измерения выполнены на нейтронном спектрометре реактора СМ-2 на облученном цериевом образце. В исследуемой области энергий нейтронов методом "площадей" определены резонансные параметры для 7 уровней.

Presented are the results from the measurements of ^{141}Ce ($T_{1/2}=32.5$ ds) neutron resonances over the energy area up to 360 eV. The measurements have been carried out on the SM-2 reactor neutron spectrometer using an irradiated cerium specimen. The resonance parameters for seven levels were calculated by the area method within the energy range of interest.

Радиоактивный изотоп ^{141}Ce ($T_{1/2} = 32,5$ дня) в силу своих особенностей: сравнительно короткого периода полураспада и большого коммутативного выхода (~6%) при делении ядерного топлива вносит заметный вклад в суммарную активность продуктов деления как в процессе облучения топлива, так и после остановки реактора [1]. Расчет динамики содержания этого продукта в топливе требует знания его нейтронного сечения. Каких-либо исследований энергетической зависимости нейтронного сечения ^{141}Ce до настоящих измерений не проводилось. В работе [2] получена величина сечения захвата при $E_n = 0,025$ эВ.

Полное нейтронное сечение ^{141}Ce исследовалось нами по пропусканию образцов на нейтронном спектрометре реактора СМ-2 [3]. Лучшее разрешение спектрометра на 92-метровой пролетной базе составляло 58 нс/м. Работа с радиоактивным изотопом осуществлялась с помощью устройства для измерений высокоактивных образцов [4]. Статистическая точность в измерении пропускания образца < 1,5%. Фон при измерении не превышал 2%.

Измерения полного нейтронного сечения ^{141}Ce осуществля-

лись на образце в виде пластины (с размерами 1,3 x 8 x 27 мм³), облученном в вертикальном канале реактора СМ-2 до флюенса $3,2 \cdot 10^{21}$ н/см². В качестве стартового материала для накопления радиоактивного продукта использовался образец в виде окиси церия, в состав которого входили изотопы: ^{140}Ce - 96,4% и ^{142}Ce - 4,6%. Основным примесным элементом являлся природный самарий. Содержание изотопов самария в стартовом образце, а также европия в облученном рассчитывалось по нейтронным резонансам этих изотопов с учетом рекомендованных резонансных параметров [5]. Содержание ^{141}Ce анализировалось по малым цериевым образцам ($\sim 5 \cdot 10^{-2}$ мг ^{140}Ce), облучаемых совместно с основным исследуемым образцом церия. Малые образцы приготавливались весовым методом путем осаждения раствора $\text{CeO}_2 + \text{HCl} + 3\text{HNO}_3$ на алюминиевую подложку. Количество ^{141}Ce определялось на γ - спектрометре по интенсивности γ - линии при $E_\gamma = 145$ кэВ и на момент окончания облучения составляло 0,056% от стартовой загрузки, или $1,5 \cdot 10^{-5}$ ат/б. Выбор такого метода определения ^{141}Ce оправдан тем, что самоэкранировка нейтронного потока цериевым образцом при облучении в реакторе была незначительна.

На нейтронном спектрометре исследовался необлученный цериевый образец и тот же самый образец, облученный в реакторе СМ-2. Измерения пропускания осуществлялись с интервалом в 60 дней. В области энергий нейтронов от 0,01 до 360 эВ найдено 6 уровней ^{141}Ce и методом "площадей" для них рассчитаны параметры $2g \Gamma_n^0$:

E_0 , эВ	$2g \Gamma_n^0$, мэВ*
7,40	$0,42 \pm 0,07$
20,00	$2,05 \pm 0,70$
24,06	$2,2 \pm 0,7$
79,1	16 ± 8
292,0	7
335,0	47

$$* \Gamma_\gamma = 100 \text{ мэВ}$$

Нами также найдены нейтронные резонансы при $E_0 = 11,1$, 64,8 и 131,7 эВ, которые невозможно отнести ни к одному примесному элементу. Возможно, что это слабые уровни ^{140}Ce , не наблюдавшиеся в ранее проведенных исследованиях на более тонких образ-

цах [6,7]. Нейтронные резонансы при $E_0 = 64,8$ и $131,7$ эВ могут быть уровнями ^{136}Ce , хотя и его присутствие не отражено в паспорте на цериевый продукт, поэтому этот вопрос может решиться лишь после дополнительного масс-спектрометрического анализа.

Наряду с измерениями энергетической зависимости сечения ^{141}Ce нами была получена величина эффективного нейтронного сечения, усредненного по спектру канала реактора СМ-2. Для этой цели использовались результаты облучения малых цериевых образцов и кобальтовых мониторов нейтронного потока ($\sim 5 \cdot 10^{-1}$ мкг ^{59}Co), облученных совместно с основным цериевым образцом. Полученное значение $\Sigma_{\text{эфф}} = 30 \pm 20$ согласуется с результатом работы [2] ($\Sigma_s = 29 \pm 3$ б).

Список литературы

- [1] Deviller G. Panel Meeting on fission nuclear data.-IAEA, Bologna, 23-30 Aug., 1973.
- [2] Lants P.M. et al.-Nucl.Sci.Engng., v.20, p.302, 1964.
- [3] Беданова Т.С., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Нейтронный спектрометр по времени пролета на реакторе СМ-2.-Препринт НИИАР, П-6 (272) г. Димитровград, 1978г.
- [4] Ануфриев В.А., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Установка для измерения нейтронных сечений радиоактивных ядер на спектрометре нейтронов реактора СМ-2.-Препринт НИИАР.
- [5] Neutron Cross Section, BNL-325. Third Edition, 1973.
- [6] Newton J.,-Phys.Rev., 98, 1162, 1955.
- [7] Вертебный В.П. и др. Нейтронные резонансы ^{136}Ce и ^{142}Ce . - Украинский физический журнал, т.15, № 12, с.2050, 1970г.

МЕХАНИЗМ НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

О.И.Сулжков, В.В.Фламбаум

(ИЯФ СО АН СССР)

Рассмотрено несохранение четности при делении ядер тепловыми нейтронами. Показано, что эффект обусловлен смешиванием вращательных состояний противоположной четности холодного сильнодеформированного ядра. Смешивание возникает благодаря слабому взаимодействию на стадии компаунд-ядра.

The parity violation in nuclear fission induced by thermal neutrons is considered. The effect is caused by mixing of the opposite parity rotational states of a cold, strongly deformed nucleus. This mixing is due to weak interaction in compound nucleus.

Нарушение пространственной четности наблюдалось экспериментально при делении ядер ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu поляризованными тепловыми нейтронами [1-6]. Эффект состоит в том, что вероятности вылета легкого осколка по и против направления спина начального нейтрона отличаются. Величина асимметрии $\sim 10^{-4}$.

С теоретической точки зрения здесь имеются следующие проблемы:

1. Как известно, безразмерный параметр, характеризующий величину нарушения четности в ядерных силах, $G m_{\pi}^2 \sim 10^{-7}$. Почему экспериментальное значение асимметрии значительно больше?

2. Каким образом двухчастичное слабое взаимодействие влияет на коллективное, фактически макроскопическое движение системы?

3. Число конечных состояний осколков очень велико. Почему это обстоятельство не приводит к статистическому усреднению эффекта?

В нашей предыдущей работе [7] было отмечено, что P -нечетные угловые корреляции осколков, также как и обычные P -четные, формируются на холодной стадии деления, когда ядро представляет собой грушевидный волчок. P -нечетная асим-

метрия возникает за счет смешивания имеющих в такой системе вращательных уровней противоположной четности. В указанной работе предполагалось, что слабое взаимодействие в компаунд-ядре несущественно, а смешивание возникает динамически на холодной стадии деления. При этом вопрос о величине эффекта оставался открытым. В настоящей работе показано, что именно слабое взаимодействие в компаунд-состоянии приводит к наиболее сильному смешиванию вращательных состояний холодного ядра ¹⁾. Естественная величина эффекта при этом такая же, как в реакции (n, γ) , т.е. $\sim 10^{-4}$.

Процесс деления ядра при не слишком больших энергиях проходит через следующие стадии: захват нейтрона и образование горячего компаунд-ядра, холодное грушевидное ядро, разрыв шейки и разлет осколков. Всё многообразие конечных состояний формируется на последней стадии. Разложим волновую функцию ядра после захвата нейтрона по произведениям одноквартичных волновых функций (под квартичными мы имеем в виду нуклоны, дырки и колебания остова)

$$\Psi_{\eta} = \sum_{\alpha} a_{\alpha} \Psi_{\alpha}^{\eta} + A |a\rangle^2 \quad (1)$$

Здесь η - четность состояния. В Ψ входят состояния с возбуждением одной, двух и т.д. квартиц. Характерное число слагаемых в сумме (1) определяется интенсивностью остаточного межнуклонного взаимодействия и составляет $N \sim 10^6$. С другой стороны, деление идет через небольшое число (~ 1) делительных каналов. Для простоты мы рассмотрим случай одного канала. Это означает, что в Ψ есть только одно слагаемое, соответствующее делительному каналу, которое имеет выход в непрерывный спектр.

Мы выделили это слагаемое $|a\rangle$ в уравнении (1). Вероятность деления пропорциональна $|A|^2$. Состояние $|a\rangle$ имеет максимальную степень деформации и соответствует холодной стадии деления, т.к. вся энергия в этом состоянии сосредоточена в деформации ядра (в колебательной степени свободы), и нет других возбуждений. Ядро в состоянии $|a\rangle$ представляет собой грушевидный волчок. Его волновую функцию в адиабатическом приближении можно записать в виде [8]

¹⁾ Предположение о важной роли компаунд-состояния высказывалось ранее Г.В. Данилиным и Е.С. Ржевским.

$$|a\rangle \equiv |a, K\rangle_{JM}^{\eta} = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} \left\{ \mathcal{D}_{MK}^J(\varphi\theta, 0) |a, K\rangle + \eta (-1)^{J+K} \mathcal{D}_{M, -K}^J(\varphi\theta, 0) |a, -K\rangle \right\}, \quad (2)$$

где η - четность; J - полный момент; K - проекция J на ось волчка; $|a, K\rangle$ - внутреннее состояние неподвижного ядра. Здесь мы предполагаем, что $K \neq 0$, т.к. при $K = 0$ нет вращательных уровней противоположной четности при заданном J .

Аналогичный вид имеет волновая функция противоположной четности

$$\Psi_{\bar{\eta}} = \sum \beta_k \Psi_k + B |a, K\rangle^{\bar{\eta}}, \quad \bar{\eta} \equiv -\eta. \quad (3)$$

Плотность уровней в компаунд-ядре очень велика (при $A \sim 240$, расстояние между уровнями ~ 1 эв). Как показано в работах [9-

11], высокая плотность уровней приводит к усилению смешивания ближайших уровней противоположной четности в $\mathcal{N} \sim 10^3$ раз (т.н. динамическое усиление). Относительная величина нарушения четности в ядерных силах $\sim G m_{\pi}^2 \sim 10^{-7}$. Используя теорию возмущений по слабому взаимодействию, получаем

$$\Psi = \Psi_{\eta} + \beta \Psi_{\bar{\eta}} = \sum \alpha_i \Psi_i^{\eta} + \beta \left[\sum_k \beta_k \Psi_k^{\eta} + A |a, K\rangle_{JM}^{\eta} + \beta \frac{B}{A} |a, K\rangle_{JM}^{\bar{\eta}} \right]; \quad (4)$$

$$\beta = \frac{\langle \Psi_{\bar{\eta}} | H_w | \Psi_{\eta} \rangle}{E - E_{\bar{\eta}} + i\Gamma_{\bar{\eta}}/2} \sim \sqrt{\mathcal{N}} G m_{\pi}^2 \sim 10^{-4}.$$

Здесь E - начальная энергия; $E_{\bar{\eta}}$ и $\Gamma_{\bar{\eta}}$ - энергия и ширина примесного уровня. Часть волновой функции, соответствующую холодной стадии деления, можно переписать так:

$$|\tilde{a}, K\rangle_{JM} = |a, K\rangle_{JM}^{\eta} + \alpha |a, K\rangle_{JM}^{\bar{\eta}}; \quad (5)$$

$$\alpha = \sum_{\nu} \beta_{\nu} \frac{B_{\nu}}{A} = \sum_{\nu} \frac{\langle \bar{\eta}, \nu | H_w | \eta \rangle}{E - E_{\nu} + i\Gamma_{\nu}/2} \sqrt{\Gamma_{\nu}} e^{i(\varphi_{\nu} - \varphi)}.$$

здесь Γ и φ - делительная ширина и фаза перехода в холодное состояние; Γ_{ν} и φ_{ν} - то же для примесного уровня. Фазы φ и φ_{ν} связаны с нестабильностью ядра. Основная и примесная волновая функция в (5) соответствуют одному и тому же внутреннему состоянию ядра и отличаются только макроскопическим вращательным движением: в его разложение по орбитальным моментам в состояниях η и $\bar{\eta}$ входят моменты разной четности. Поэтому амплитуды деления в любое конкретное внутреннее состояние осколков из состояний $|a, K\rangle^{\eta}$ и $|a, K\rangle^{\bar{\eta}}$ совпадают, и волновая функция при $\tau \rightarrow \infty$ будет также иметь вид (5). Подставляя $|a, K\rangle_{JM}^{\eta}$ из формулы (2), находим угловое распределе-

ние осколков:

$$W(\theta) = 1 + a \cdot \cos \theta;$$
$$a = \frac{K}{I+1/2} \cdot (-1)^{I-1/2} \cdot 2 \operatorname{Re} \alpha. \quad (6)$$

Здесь θ – угол между спином нейтрона и импульсом легкого осколка; I – спин неполяризованного ядра мишени. Если деление идет через несколько каналов с разными K , то $a = \sum W_k a_k$, где W_k – вероятность деления через данный канал.

Подчеркнем, что эффект обусловлен ориентацией ядра ещё до разрыва. Действительно, в состоянии (5) имеется средняя ориентация ядра вдоль \vec{J} . Корреляция $\vec{J}\vec{n}$ не только по P^- , но и T^- -нечетная (\vec{n} – ось ядра). Поэтому она может возникнуть только благодаря конечному времени жизни ядра, когда \vec{J} или $\psi - \psi_v \neq 0$. Другими словами, это обычная T^- -четная корреляция $\vec{J} \langle \vec{p} \rangle$, где $\langle \vec{p} \rangle \propto \Gamma \vec{n}$ – средний импульс осколка перед делением.

В реальной ситуации может возникнуть интерференция нескольких входных нейтронных резонансов. Интересный эффект возникает, если перекрываются резонансы с разными J : асимметрия не равна нулю даже при $K = 0$, когда вращательных уровней разной четности с одинаковым J нет.

Сформулируем в заключение ответы на поставленные в начале статьи вопросы, которые характеризуют наиболее важные моменты рассмотренного механизма нарушения четности в делении:

1. Эффект обусловлен слабым взаимодействием на стадии компаунд-ядра. Вследствие динамического усиления величина смешивания уровней противоположной четности в компаунд-ядре $\sim 10^{-4}$.
2. Имеется холодная стадия деления с грушевидной деформацией ядра. В холодном состоянии четность однозначно связана с вращательным состоянием ядра. Поэтому P^- -нечетное смешивание нуклонных уровней компаунд-ядра переходит в смешивание вращательных состояний. Величина смешивания, грубо говоря, остается той же.
3. На холодной стадии деления процесс идет через малое число каналов (~ 1). Благодаря нарушению P^- -четности и конечному времени жизни ядра ось деления ещё до разрыва направлена в среднем вдоль момента нейтрона. Поэтому не происходит усреднения эффекта за счет большого числа конечных состояний осколков.

Список литературы

1. Данилян Г.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, вып.3, с. 197.
2. Воденников Б.Д. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, вып. 1, с. 68.
3. Данилян Г.В. и др. - ЯФ, 1978, т.27, вып.1, с.42.
4. Андреев В.Н. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28, вып.1, с. 53.
5. Петухов А.К. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, вып.7, с. 470.
6. Боровикова Н.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, вып. 8, с. 527.
7. Сушков О.И., Фламбаум Б.В. - ЯФ, 1980, т.31, вып.1, с. 55.
8. Бор О., Мотгельсон Б. Структура атомного ядра. М., Мир, 1977, т.2, с. 25.
9. Naas R., Leipuner L.V., Adair R.K. - Phys.Rev., 1959, v.116, p.1221.
10. Blin-Stoyle R.J. - Phys.Rev., 1960, v.120, p.181.
11. Шапиро И.С. - УФН, 1968, т.95, вып.4, с. 647.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕХАНИЗМА РЕАКЦИЙ $^{113}\text{In}(n, n')^{113}\text{In}$ И $^{113}\text{Cd}(p, n)^{113}\text{In}$, ИДУЩИХ ЧЕРЕЗ ОДИНАКОВЫЕ СОСТАВНЫЕ ЯДРА

О.А.Сальников, Г.Н.Ловчикова, С.П.Симаков, А.М.Труфанов

(ФЭИ)

Измерены дважды дифференциальные сечения реакций $^{113}\text{In}(n, n')^{113}\text{In}$ и $^{113}\text{Cd}(p, n)^{113}\text{In}$, дающих одинаковые составные и конечные ядра. На основе их анализа показано отличие в механизме этих реакций и физическая несостоятельность экситонной модели для их сравнительного описания.

Double differential cross-sections of $^{113}\text{In}(n, n')^{113}\text{In}$ and $^{113}\text{Cd}(p, n)^{113}\text{In}$ reactions, yielding the same compound and residual nuclei, have been measured. Analysis of cross-sections have shown the difference in reaction mechanisms and failure of exciton model in description of both reactions.

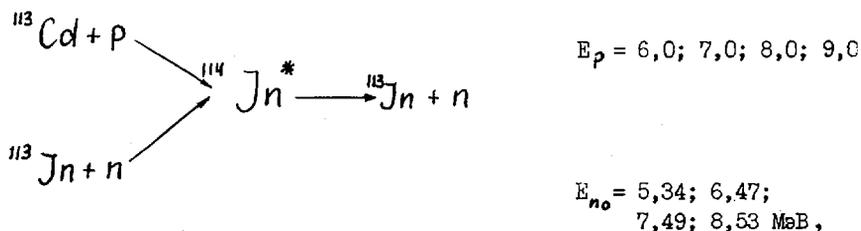
Настоящая работа посвящена дальнейшему экспериментальному исследованию механизма двух реакций: (n, n') - реакции неупругого рассеяния [1] и зарядово-обменной реакции (p, n) [2] при низких энергиях возбуждения.

Основное внимание обращается на сравнительное изучение спектров нейтронов из реакций (n, n') и (p, n) , испускаемых из одного и того же составного ядра.

Давно стало ясно, что помимо эмиссии нейтронов из составного ядра при энергии налетающих нейтронов в несколько МэВ в спектре неупругорассеянных нейтронов присутствуют и нейтроны, обусловленные другим механизмом испускания. На это указывают как обильная жесткость спектра, по сравнению с испусканием нейтронов из составного ядра, достигнутого статистического равновесия, так и отклонение от симметрии относительно 90° углового распределения неупругорассеянных нейтронов. Величина этих отклонений в общем случае растет как с увеличением энергии налетающих нейтронов, так и с увеличением энергии вылетающих нейтронов.

В настоящее время общепринято, что наиболее точно вклад нейтронов, испущенных составным ядром, достигшим статистического равновесия, описывается моделью Хаузера-Фешбаха. Что же касается неравновесной части

спектра, то здесь единого мнения нет. В одних работах принимается, что эта часть обусловлена нейтронами, испускаемыми промежуточным ядром в процессе достижения статистического равновесия (экситонная модель) [3], в других [4], что имеет место испускание нейтронов в результате прямых процессов. В действительности, вероятно, реализуются все три механизма, но вклад их различен. Поэтому важно установить количественные соотношения между вкладами в общий спектр от каждого из них, что необходимо как для практических приложений (чтобы иметь возможность реализовать схему расчетов для оценки спектров и угловых распределений нейтронов), так и для развития теоретических представлений о взаимодействии налетающей частицы с ядром-мишенью. Для этой цели мы провели совместное исследование спектров нейтронов из реакций



т.е. спектров, излучаемых одним и тем же составным ядром ${}^{114}\text{Jn}^*$.

Измерения выполнены на одном спектрометре, а первичная обработка данных проведена по аналогичным методикам. Начальные энергии нейтронов в реакции неупругого рассеяния и протонов в реакции перезарядки выбраны таким образом, чтобы составное ядро ${}^{114}\text{Jn}^*$ образовывалось в обеих реакциях с одинаковыми энергиями возбуждения ($\approx 12,7; 13,8; 14,7; 15,6 \text{ МэВ}$).

Эксперимент

Исследование спектров нейтронов из реакции ${}^{113}\text{Cd} (p, n) \text{Jn}$ и ${}^{113}\text{Jn} (n, n') \text{Jn}$ выполнено методом времени пролета [5] с использованием ускорителя ЭИИ-10М для шести углов рассеяния в случае реакции (n, n') : $30^\circ; 45^\circ; 60^\circ; 90^\circ; 120^\circ$ и 150° и пяти углов вылета нейтронов для (p, n) : $30^\circ; 60^\circ; 90^\circ; 120^\circ$ и 150° .

Для изучения спектров неупругорассеянных нейтронов использовалась газовая тритиевая мишень [6]. Рассеивателем служил полный цилиндр из металлического индия (87% -II5 и 13% Jn -II5). Для оценки вклада от Jn -II5 проводились измерения и с образцом из 99,98% Jn-II5. Раз-

меры рассеивателей следующие: внешние диаметры 1,2 и 1,5 см, внутренние 0,7 мм, высота 4 и 4,5 мм. Расстояние от мишени до рассеивателей 16 см, от рассеивателей до детектора 200 см. Для изучения спектров нейтронов из реакции $^{113}\text{Cd} (p, n)$ использовалась фольга толщиной 58,6 кэВ с содержанием Cd -113 90%. Детектор (стильбен с ФЭУ-30) работал со схемой $(n-\gamma)$ -разделения. Относительная эффективность детектора измерялась по выходу нейтронов из реакции $T(p, n)\text{Ne}^3$ в диапазоне энергий $(0,5 \div 8)$ МэВ. Для получения абсолютной эффективности измерялся спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления Cf -252, описанный распределением Максвелла, с температурой $T = 1,42$ МэВ [7]. Для определения абсолютной величины рассеяния проводились измерения, аналогичные основным с полиэтиленовым образцом, диаметром 1,0 см, высотой 5,0 см под углом 45° , с последующей привязкой к известному сечению (n, p) -рассеяния [8].

При определении дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов вводилась поправка на многократное рассеяние нейтронов и ослабление прямого потока в образце, вычисленная по методу Монте-Карло.

Результаты

На рис.1 представлены зарегистрированные на трех углах энергетические спектры нейтронов из реакции (n, n') для крайних энергий падающих частиц, чтобы можно было видеть, как зависит форма спектра от угла и от энергии первоначальных частиц.

На рис.2 представлены интегральные энергетические спектры нейтронов из реакций (n, n') и (p, n) для двух крайних начальных энергий падающих частиц. Обращает на себя внимание отличие в форме спектров в их высокоэнергетической части для этих двух реакций: спектры нейтронов из реакции (n, n') значительно жестче, содержат большую долю нейтронов с высокой энергией, чем из реакции (p, n) . В спектрах неупругорассеянных нейтронов, в отличие от спектров нейтронов из реакции (p, n) наблюдается структура, соответствующая возбуждению одних и тех же групп уровней независимо от энергии первичных нейтронов. Наблюдается также сильное отличие в характере угловых распределений испускаемых нейтронов. Если для реакции (p, n) угловые распределения еще симметричны (относительно 90°) для энергий протонов $E_p = 6; 7$ МэВ, то для соответствующих энергий реакции (n, n') наблюдается уже заметная асимметрия.

Исследование механизма реакции (p, n) на многих элементах [2] и, в частности, на $^{113}\text{Cd} (p, n)^{113}\text{Jn}$, показало, что статистический механизм реакции является преобладающим в рассматриваемой области энергий.

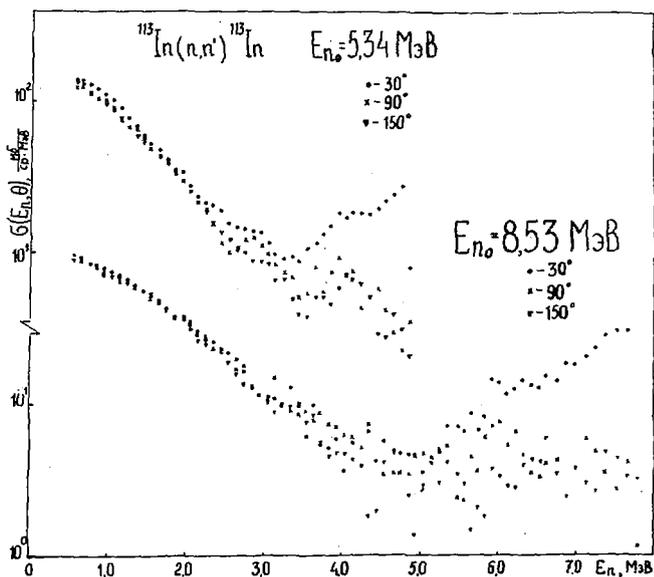


Рис. 1.

Вклад этого механизма в функции возбуждения низколежащих дискретных уровней $^{115}\text{Cd} (p, n) ^{115}\text{In}$ максимален при $E_p = (6 + 7) \text{ МэВ}$. Вклад нестатистических процессов становится заметным при $E_p \geq 8 \text{ МэВ}$, на что указывает асимметрия в форме угловых распределений для наиболее жесткой части спектров. Относительная доля их растет с энергией протонов, но составляет от общего сечения реакции не более 2% для максимальной энергии протонов $E_p = 10 \text{ МэВ}$. Эти обстоятельства и позволяют определить абсолютную плотность уровней для конечных ядер в реакции (p, n) из анализа нейтронных спектров [9]. В основе использованного метода лежит возможность определения параметров α и δ плотности уровней модели Ферми-газа с обратным смещением из условия одновременного описания спектра как в области известных низколежащих уровней, так и в области сплошного спектра. В предположении, что при энергии падающих протонов $E_p = 7 \text{ МэВ}$ механизмами, отличными от механизма образования и распада составного ядра в реакции $^{115}\text{Cd} (p, n) ^{115}\text{In}$, можно пренебречь. Найденные таким образом оптимальные значения параметров плотности уровней, наилучшим образом описывающие спектры нейтронов из реакции

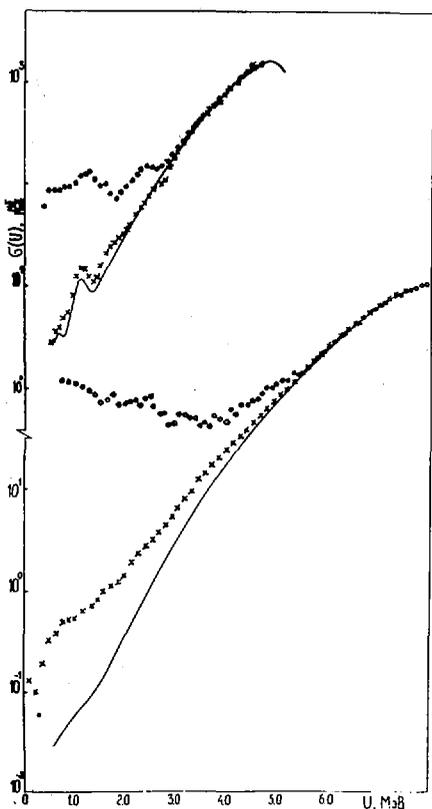


Рис.2. Спектр нейтронов: o-o - из реакции (n, n') , x-x - из реакции (p, n) , — - расчетный спектр

в реакции (p, n) . Таким образом, с ростом энергий падающих частиц относительная доля неравновесных процессов в механизме протекания обеих реакций растет, но соотношение удаленности таких процессов в реакции (p, n) по сравнению с реакцией (n, n') остается прежним.

Обсуждение результатов

Физическая трактовка полученных результатов требует выяснения ряда вопросов: с чем связана большая разница в доле неравновесных процессов в реакциях (n, n') и (p, n) ; какими переходами в ядре обусловлена

$^{113}\text{Cd}(p, n)^{113}\text{Jn}$ в статистической модели Хаузера-Фешбаха, равны: $a = 18,25 \text{ МэВ}^{-1}$ и $\delta = + 0,7 \text{ МэВ}$. Результаты расчета равновесных спектров представлены на рис.3.

Поскольку в исследуемых реакциях (n, n') и (p, n) конечное ядро одно и то же, то по найденным параметрам плотности уровней из реакции (p, n) можно по модели Хаузера-Фешбаха рассчитать спектры, обусловленные той частью реакции (n, n') , которая идет через составное ядро. По разности полного спектра неупругорассеянных нейтронов и расчетного спектра (Рис.2) была сделана нижняя оценка вклада прямых процессов в реакцию (n, n') для всех энергий падающих нейтронов. Результаты приведены в таблице I. Из таблицы видно, что как абсолютная, так и относительная величина неравновесных процессов растет с увеличением энергии налетающих нейтронов, достигая $\approx 14\%$, что существенно превышает соответствующий вклад

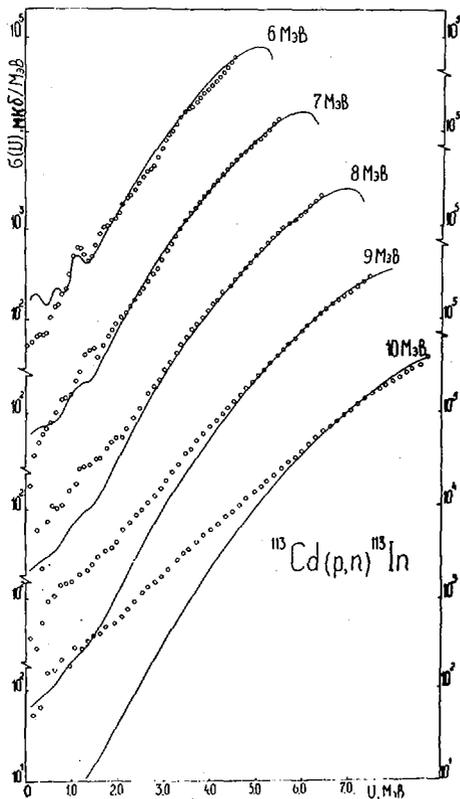


Рис. 3. Спектры нейтронов: $\circ\circ$ — экспериментальный, — расчетный

когда в результате двух реакций получается одно и то же составное ядро и энергия налетающих частиц подобрана так, что энергия возбуждения составного ядра тоже одинакова, спектры вторичных частиц по модели предравнобесного распада должны быть почти одинаковые.

Нами были проанализированы полученные спектры из обеих реакций в рамках экситонной модели с теми же параметрами. Для этого экспериментальные спектры представлялись в виде:

$$\frac{dG}{dE_n} = A_1 \sigma_c E_n e^{-\frac{E}{T}} + A_2 E_n \sigma_c \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \left(\frac{U}{E_0}\right)^{n-2} \rho(n-1)(n+1), \quad (1)$$

$(\Delta n = +2)$

эта разница; каков механизм взаимодействия

(p, n) в отличие от (n, n') . Сличие в форме жесткой части спектров реакций (n, n') и (p, n) свидетельствует о том, что механизм протекания этих двух реакций различен. Избыток нейтронов высоких энергий в реакции неупругого рассеяния по сравнению с реакцией (p, n) и их анизотропное угловое распределение **говорят** о существенном вкладе прямых процессов в механизм протекания реакции (n, n') .

Использование для жесткой компоненты нейтронных спектров экситонной модели [3] дает внешне удовлетворительные результаты в силу свободного выбора многих параметров этой модели. С точки зрения этой модели, сечения реакций (n, n') и (p, n) рассчитываются одинаковым образом. В данном конкретном случае,

Таблица I

$E_{no}, \text{ МэВ}$	$\bar{\sigma}_{n,n'}, \delta$	$\bar{\sigma}_{n,n'}^{x-\phi}, \delta$	$\bar{\sigma}_{n,n'}^{HP}, \delta$	$\frac{\bar{\sigma}_{n,n'}^{HP}}{\bar{\sigma}_{n,n'}} \%$
$5,34 \pm 0,06$	$2,42 \pm 0,15$	2,20	$0,197 \pm 0,03$	8,1
$6,47 \pm 0,07$	$2,25 \pm 0,14$	2,08	$0,206 \pm 0,03$	9,2
$7,49 \pm 0,08$	$2,27 \pm 0,15$	1,99	$0,263 \pm 0,04$	11,6
$8,53 \pm 0,11$	$2,17 \pm 0,14$	1,94	$0,311 \pm 0,05$	14,3

где U - энергия возбуждения остаточного ядра;

E_0 - энергия возбуждения составного ядра;

n и n' - число возбужденных квазичастиц и частиц соответственно;

$n_0 = 3$ - начальное число возбужденных состояний (экситонов) в предравновесном процессе;

\bar{n} - число экситонов при достижении равновесия системой;

$\bar{\sigma}_c$ - сечение обратного процесса (предполагалось **не зависящим** от энергии);

A_1 и A_2 - константы, характеризующие вклад равновесного и предравновесного распадов.

Вклад каждой компоненты в **экспериментальный** спектр и их параметры, т.е.

$A_1, A_2, T, \bar{n}, n_0$, определялись подгонкой теоретического спектра к экспериментальному методом наименьших квадратов. Основные величины, полученные при анализе экспериментальных спектров по экситонной модели, приведены в таблице 2.

При использовании экситонной модели обычно предполагают, что нейтронный спектр состоит из двух компонент, нормированных на экспериментальный спектр. Следовательно, доля предравновесных процессов будет **зависеть** от того, каким выражением **аппроксимирована** равновесная часть. В наших расчетах для простоты сравнения было взято выражение Максвелла для равновесной части. Это упрощение не скажется на результатах сравнения, так как оно одинаково для обеих реакций (n, n') и (p, n). Однако разные выражения для описания равновесной части и ошибки их нормировок к экспериментальному спектру **приводят** к разным оценкам доли неравновесных процессов в экситонной модели и в методе, описанном выше (см. табл. I и 2). Приведенные выше данные показывают, что экситонная модель не отражает структурных особенностей, наблюдаемых на эксперименте в жесткой части спектра. Она пригодна для параметризации нейтронных спектров и не отражает физической сущности наблюдаемого явления, т.к.

Таблица 2

$^{113}\text{Jn}(n, n')^{113}\text{Jn}$				$^{113}\text{Cd}(p, n)^{113}\text{Jn}$			
E_n , МэВ	T (МэВ)	σ^{p+n}, δ	$\alpha\%$	E_p , МэВ	T (МэВ)	σ^{p+n}, δ	$\alpha\%$
$5,34 \pm 0,06$	$0,47 \pm 0,01$	2,8045	14,5	$6,0 \pm 0,04$	$0,49 \pm 0,01$	0,1000	0,3
$6,47 \pm 0,07$	$0,51 \pm 0,01$	2,2746	18,0	$7,0 \pm 0,04$	$0,54 \pm 0,01$	0,2460	0,2
$7,49 \pm 0,08$	$0,36 \pm 0,01$	2,2936	20,4	$8,0 \pm 0,03$	$0,60 \pm 0,01$	0,3990	0,2
$8,53 \pm 0,11$	$0,58 \pm 0,02$	2,2704	23,6	$9,0 \pm 0,03$	$0,66 \pm 0,02$	0,5330	0,02
				$10,0 \pm 0,30$	$0,76 \pm 0,02$	0,6100	0,4

ПРИМЕЧАНИЕ: Доля предравновесной эмиссии (α) и сечение равновесной и предравновесной эмиссии σ^{p+n} нейтронов приведены для энергетического интервала $(0 + E_n^{\text{max}})$.

в основе ее лежит неправильные предположения об идентичности механизмов двух рассматриваемых реакций. Разница неравновесных вкладов реакций (n, n') и (p, n) становится понятной, если предположить, что она обусловлена прямыми процессами, когда налетающий нейтрон до и после взаимодействия с ядром остается в свободном состоянии, в то время как для реакций (p, n) это невозможно.

Сильная угловая анизотропия неравновесной части спектров нейтронов как из реакции (p, n) , так и из реакции (n, n') также указывает на то, что в этой неравновесной части доля предравновесных процессов в их традиционном понимании [3], пренебрежимо мала при исследуемых энергиях.

Список литературы

1. Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., и др. - В сб. Вопросы атомной науки и техники, серия "Ядерные константы" М. ЦНИИатоминформ, 1979, вып.3(34), с.61.
2. Г.Н.Ловчикова, О.А.Сальников и др. - Ядерная физика, т.31, вып.5, 1980.
Г.В.Котельникова, Г.Н.Ловчикова и др. - Ядерная физика, вып.1, 1981.
Г.В.Котельникова, Г.Н.Ловчикова и др. - Ядерная физика, т.31, вып.5, 1980.
3. I. I. Griffin. Kh. Rev Lett 17(1966) 478 Marshall Blann Ph. Rev. Lett 21(1968) 857
4. О.А.Сальников, В.И.Сапрыкин и др. - Ядерная физика, т.17, 1973, 1001.
5. А.И.Труфанов, В.С.Нестеренко и др. - ИФЗ, 1979, №2, 50.
6. Н.И.Фетисов, С.И.Симаков и др. - ИФЗ, №6, 1980.
7. Grundl I. and Eisenhauer C. IAEA-208, 1978, v.1, p.53.
8. Morslev A. Nuclear Data, 1966, v.A2, №3, p.243
9. В.Г.Проняев, Г.В.Котельникова и др. - Ядерная физика, т.30, вып.3(9), 1979.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ (ШВИНГЕРОВСКОЕ) РАССЕЯНИЕ
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

А.Н.Димин, И.Я.Коренблит, В.А.Рубан,
Б.Б.Токарев

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Показано, что для быстрых нейтронов, падающих под малым углом ($\sim 1^\circ$) к кристаллографической оси совершенного монокристалла, вклад в сечение рассеяния, обусловленный электромагнитным взаимодействием, возрастает благодаря интерференционным эффектам в десятки раз.

The electromagnetic contribution in total cross-section is shown to increase in the order of magnitude due to coherent effects in crystal for the fast neutrons ($E_n \sim 1$ MeV), moving at small angles ($\sim 1^\circ$) to crystals axis.

При прохождении через кристаллы быстрых частиц (длина волны λ которых значительно меньше периода решетки d) может иметь место интерференционное усиление процессов электромагнитного взаимодействия.

Явления такого рода широко изучались теоретически и экспериментально в связи с исследованием процессов тормозного излучения фотонов и рождения электронно-позитронных пар, а также упругого рассеяния ультрарелятивистских электронов в кристаллических мишенях (см. книгу [1], где приведена полная библиография по этим вопросам).

Рассеяние быстрых ($\lambda \ll d$) заряженных частиц с импульсом $p = \hbar k$ на тяжелом атоме размером $a = a_0 Z^{-1/3}$ ($a_0 = \frac{\hbar^2}{m_0 e^2}$ - боровский радиус, Z - заряд ядра) обладает резко выраженной направленностью вперед и происходит главным образом в область малых углов $\vartheta \sim (ka)^{-1} \sim \frac{\lambda}{a} \ll 1$. При этом характерный переданный импульс $q \sim q_\perp \sim k \vartheta \gg d^{-1}$ почти поперечен k , а его продольная составляющая $q_{||} \sim k \vartheta^2 \sim (ka^2)^{-1} \ll d^{-1}$ и уменьшается с ростом энергии. Следовательно, атомы вдоль направления движения частицы в пределах эффективной длины

$e \sim q_{ii}^{-1} \gg d$ рассеивает когерентно. В результате полное сечение рассеяния должно значительно возрастать и зависеть от направления влета частиц в кристалл относительно его осей.

Мы здесь покажем, что аналогичные интерференционные эффекты, характерные для заряженных частиц, должны проявляться также и при прохождении через кристалл быстрых нейтронов (с энергией \sim МэВ). Определяющую роль в данном случае играет медленноосциллирующее электромагнитное взаимодействие магнитного момента нейтрона $\vec{\mu}_n = \frac{\gamma_n}{2} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right) \vec{\sigma}$ с электрическим полем атома $\vec{E} = -\frac{\nabla}{R} \left(\frac{d\phi}{dt} \right)$

$$U = \gamma_n \left(\frac{e\hbar}{2Mc^2} \right) \vec{\sigma} \cdot \left[\vec{E} \vec{p} \right] = \gamma_n \frac{\mu_n}{Mc} \frac{1}{R} \frac{d\phi}{dt} (\vec{\sigma} \vec{L}), \quad (I)$$

где $\gamma_n = 1.91$; M_n , $\vec{\sigma}$ и $\vec{L} = [\vec{r} \vec{p}]$ - масса, спин и орбитальный момент нейтрона. Это более слабое по сравнению с ядерным электромагнитное взаимодействие нейтрона приводит к Швингеровскому рассеянию, которое доминирует в области малых углов и описывается в борновском приближении дифференциальным сечением [2]:

$$d\sigma_s = |f(q)|^2 d\Omega = \frac{\gamma_n^2}{4} \left(\frac{e^2}{Mc^2} \right)^2 [Z - F(q)]^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} d\Omega. \quad (2)$$

Здесь $q = |\vec{k}' - \vec{k}| = 2k \sin \frac{\theta}{2}$ - вектор рассеяния; $F(q)$ - атомный форм-фактор, описывающий экранирование кулоновского поля ядра электронами в атоме.

Когда нейтроны падают параллельно кристаллографической оси (под углами $\theta < \frac{\pi}{2} \sim \frac{1}{ka} \frac{d}{a} \ll 1$), рассеяние на отдельных цепочках атомов можно рассматривать независимо и учитывать интерференцию лишь на отдельной цепочке [3]. Таким образом, интерференционную часть швингеровского рассеяния в расчете на один атом кристалла можно записать в виде [§]:

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega} = e^{-2W} |f(q)|^2 \frac{2\gamma_n}{a} \sum_n \delta(\vec{q} \vec{e}^n - \frac{2\pi n}{a}), \quad (3)$$

где $W(q) = \frac{1}{2} q^2 \bar{u}^2$ - фактор Дебая-Уоллера; \bar{u}^2 - средний квадрат тепловых колебаний атомов в кристалле; \vec{e}^n - единичный вектор в направлении цепочки; $n = 0, \pm 1, \dots$. При вычислении полного сечения σ_s можно ограничиться главным чле-

[§] Вследствие слабости электромагнитного взаимодействия нейтронов эффект затенения [4] учитывать не нужно.

ном с $\eta = 0$ в (3). Вклад остальных членов в полное сечение мал по параметру $\frac{d}{a} \frac{1}{2\pi ka} \ll 1$. Таким образом, для полного сечения получаем

$$\tilde{\sigma}_s = \frac{8\pi}{kd} \int_0^{2k\theta} dq |f(q)|^2 \frac{e^{-p^2 a^2}}{\sqrt{4k^2 \theta^2 - q^2}}. \quad (4)$$

Это сечение соответствует рассеянию нейтронов на однородном среднем потенциале атомной цепочки $V(\rho) = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{V}(\sqrt{\rho^2 + z^2}) dz$, поскольку передача импульса вдоль цепочки равна нулю.

Экранирование кулоновского поля ядра электронной оболочкой и тепловые колебания атомов решетки ограничивают эффективную область переданных импульсов, в которой происходит существенное когерентное усиление рассеяния:

$$a^{-1} < q < (\overline{u^2})^{-1/2} \sim$$

Поэтому для оценки сечения $\tilde{\sigma}_s$ можно в (4) интегрировать лишь в этом интервале, положив $e^{-q^2 a^2} \approx 1$, $F(\rho) \approx 0$.

Тогда имеем:

$$\frac{\tilde{\sigma}_s}{\sigma_s} = \frac{a}{d} \left(\ln \frac{a}{R_0} \right)^{-1} \frac{\sqrt{4k^2 a^2 \theta^2 - 1}}{ak\theta^2}, \quad (5)$$

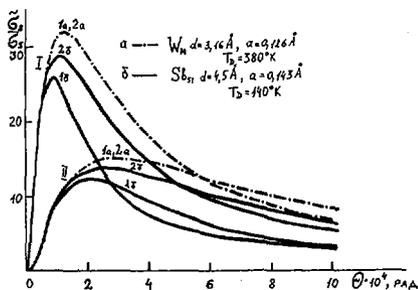
где σ_s - сечение швингеровского рассеяния на отдельном атоме; R_0 - радиус ядра, на котором при вычислении σ_s обрезается снизу потенциал (I). Когерентное усиление достигает максимума при угле падения пучка относительно цепочки $\theta_{\max} \sim (\ln ka)^{-1}$:

$$\left(\frac{\tilde{\sigma}_s}{\sigma_s} \right)_{\max} \approx \frac{a}{d} \frac{2ka}{\ln \frac{a}{R_0}}. \quad (6)$$

Эта формула имеет прозрачный физический смысл. Сечение (6) соответствует суммированию амплитуд рассеяния на длине когерентности $l \sim \theta^{-1} \sim ka^2$. Логарифмический множитель обусловлен более быстрым по сравнению с кулоновским спаданием швингеровского потенциала (I), так что вклад в σ_s дает широкая область углов, а не только $\theta \sim (ka)^{-1}$.

Для нейтронов с энергией $E \approx 1$ МэВ ($k \approx 2 \cdot 10^{12}$ см⁻¹) швингеровское рассеяние на кристаллах тяжелых элементов типа вольфрама ($\frac{d}{a} \approx 25$, $\frac{a}{R_0} \approx 10^3$) должно возрастать в 20-30 раз при $\theta_{\max} \approx 1'$.

Результат численного расчета по точной формуле (4) для вольфрама показан на рисунке. Видно, что полное сечение швингеровского рассеяния на кристалле в максимуме в 30 раз больше,



Зависимость полного швингеровского сечения рассеяния нейтронов с энергиями $E, \text{ МэВ: I} - 1, \text{ II} - 0.18$ от угла влета относительно кристаллографической оси для вольфрама (а) и сурьмы (б) при температурах $T, \text{ К: I} - 300, 2 - 23$. Экранировка поля ядра учитывалась по Томасу-Ферми:
 $G_s^W \approx 2 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2, G_s^S \approx 10^{-26} \text{ см}^2$
 В монокристалле $\text{InSb} (d = 6.5 \text{ \AA}, T_D = 170 \text{ К})$ зависимость G_s^S / G_s подобна кривым для Sb , если увеличить вертикальный масштаб в
 $2 d_{Sb} / d_{InSb} \approx 1.4$

чем на отдельном атоме, и становится сравнимым с сечением ядерного рассеяния нейтронов ($G_s^W \approx 0.6 \text{ бн}$)*. Поэтому обсуждаемый эффект можно обнаружить по зависимости интенсивности проходящего через кристалл пучка нейтронов от ориентации. Для этого необходимы достаточно совершенные монокристаллы (с малой мозаичностью $\langle \chi^2 \rangle$) тяжелых элементов, имеющие сравнительно высокую температуру Дебая $T_D > T$ ($\hbar^2 \ll \alpha^2$).

Список литературы

1. М.А.Тер-Микаэлян. "Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях". Ереван (1969).
2. J.Schwinger. Phys.Rev., **73**, 407 (1948);
М.А.Копров. ЖЭТФ, **38**, 639 (1960).
3. H.Überall. Phys.Rev., **103**, 1055 (1956).
4. Н.П.Калашников, Э.А.Коптёлов, М.И.Рязанов. ЖЭТФ, **63**, 1108 (1972);
А.И.Ахизер, В.Ф.Болдышев, Н.Ф.Шульга. Сб. "Физика элементарных частиц и атомного ядра", т.10, в.1, стр. 51 (1979)

* Заметим, что весь рассеянный на кристалле пучок нейтронов приобретает малую поляризацию ($\sim 10^{-5}$), параллельную оси цепочки.

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ^{103}Ru ($T_{1/2}=40$ дней).

В.А.Ануфриев, С.И.Бабич, А.Г.Колесов,
В.С.Артамонов, Р.Н.Иванов, С.М.Калевин
(НИИАР им.В.И.Ленина, ИТЭФ)

На нейтронном спектрометре реактора СМ-2 методом времени пролета выполнены измерения полного нейтронного сечения продукта деления ^{103}Ru ($T_{1/2}=40$ дней). Нуклид ^{103}Ru получался при облучении ^{102}Ru в реакторе СМ-2 до флюенса $3.2 \cdot 10^{21}$ н/см². В области энергий до 333 эВ найдено 8 уровней ^{103}Ru и для них методом "площадей" рассчитаны резонансные параметры

The measurements of ^{103}Ru ($T_{1/2}=40$ ds) total neutron cross section were carried out with SM-2 reactor neutron spectrometer by the time-of-flight technique. ^{103}Ru was obtained under ^{102}Ru irradiation in SM-2 by the fluences up to $3.2 \cdot 10^{21}$ n/cm². Within the energy range of 333 eV ^{103}Ru eight levels were found and their resonance parameters were calculated by the area method.

Измерение полных нейтронных сечений ^{103}Ru является продолжением работ по изучению нейтронных резонансов радиоактивных ядер - продуктов деления, которые проводятся на реакторе СМ-2. Короткий период полураспада ($T_{1/2} = 40$ дней) и значительный выход (~ 3%) при делении ядерного горючего характеризуют ^{103}Ru , как изотоп, дающий заметный вклад в суммарную активность продуктов деления [1]. Необходимость знания нейтронного сечения проявляется и в том, что образующийся в результате β - распада ^{103}Ru является сильным поглотителем нейтронов ($\sigma_{\gamma} = 100$ б и $I_{\gamma} = 11006$).

Полное нейтронное сечение ^{103}Ru было получено из измерений пропускания образцов на нейтронном спектрометре реактора СМ-2 с использованием метода времени пролета [2]. Пучок нейтронов формировался 4- роторной системой с размерами выходной щели $1,6 \times 10$ мм². Лучшее разрешение спектрометра на 92- метровой пролетной базе составляло 58 нс/м. Для безопасной работы с

высокоактивным образцом ^{103}Ru использовалось устройство дистанционной установки образцов [3].

Радиоактивный изотоп ^{103}Ru получался при нейтронном облучении в реакторе СМ-2 металлического рутения (массой в 1,5 г), имеющего следующий изотопный состав: ^{101}Ru - 0,4%, ^{102}Ru - 99,18%. Стартовый образец рутения облучался до флюенса $3,2 \cdot 10^{21}$ н/см², определенного по кобальтовым мониторам. Содержание ^{103}Ru в облученном образце определялось по накоплению его дочернего продукта β - распада ^{103}Rh после облучения, для чего пропускание исследуемого образца исследовалось с интервалом в 60 дней. Контроль за накоплением ^{103}Rh осуществлялся по изменению пропускания в области нейтронного уровня при $E_0 = 1,26$ эВ, причем использование одних и тех же резонансных параметров этого уровня исключало погрешность, связанную с неопределенностью в рекомендованных данных [4]. Полученная таким образом величина выхода ^{103}Ru в облученном образце составила 0,26% от стартового количества рутения или $2,1 \cdot 10^{-4}$ ат/г.

Пропускания облученного и необлученного рутениевых образцов измерялись в диапазоне энергий нейтронов I - 360 эВ. Из анализа этих серий измерений и **двукратного** измерения облученного образца в процессе распада ^{103}Ru было надежно идентифицировано 8 нейтронных резонансов радиоактивного изотопа. Методом "площадей" для всех найденных уровней рассчитаны параметры $2g \Gamma_n^0$ в предположении $\Gamma_\gamma = 170$ мэВ (см. таблицу).

E_0 , эВ	$2g \Gamma_n^0$, мэВ
8,89	0,056 ± 0,020
18,04	0,33 ± 0,06
24,06	0,15 ± 0,09
36,04	0,73 ± 0,09
44,01	0,08
137,08	4
181	8
333	27

Таблица

По результатам измерений до 50 эВ был рассчитан резонансный интеграл захвата $I_\gamma = 306$ и получены оценки статистических параметров ^{103}Ru :

$$\begin{aligned} 2g \Gamma_n^0 &= 0,3 \text{ мэВ} ; \\ \frac{2g}{v} &= 9 \text{ эВ} ; \\ S_0 &= 1,3 \cdot 10^{-5}. \end{aligned}$$

Надо отметить также, что нами обнаружен слабый нейтронный уровень при $E_0 = 18,9$ эВ с параметрами $2g \Gamma_n^0 = 0,0012$ мэВ, который мы приписываем изотопу ^{102}Ru . Авторы работы [5] этот уровень не обнаружили, возможно, из-за недостаточной толщины исследуемого образца $^{102}\text{Ru} - 7,8 \cdot 10^{21}$ яд/см², что на порядок меньше, чем в нашем эксперименте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Deviller G. Panel Meeting on fission nuclear data. IAEA, Bologna, 26-30 Aug., 1973.
- [2] Беланова Т.С., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Нейтронный спектрометр по времени пролета на реакторе СМ-2. - Препринт НИИАР, П-6 (272), г. Дмитровград, 1978.
- [3] Ануфриев В.А., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Установка для измерения нейтронных сечений радиоактивных ядер на спектрометре нейтронов реактора СМ-2. - Препринт НИИАР, П-11 (345), г. Дмитровград, 1978г.
- [4] Neutron Cross Section. BNL-325. Third Edition. 1973.
- [5] Priesmeyer H.G. Proc of Conf. for Cross Section and Techn., - Knoxville, p.669, 1971.

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ^{107}Pd ($T_{1/2}=6,5 \cdot 10^6$ лет)
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ДО 115 эВ

В.А.Ануфриев, С.И.Бабич, В.А.Поручиков
(НИИАР им.В.И.Ленина)

На нейтронном спектрометре реактора СМ-2 методом времени пролета проведены измерения нейтронных резонансов радиоактивного продукта деления ^{107}Pd ($T_{1/2} = 6.5 \cdot 10^6$ лет) Нуклид ^{107}Pd получился облучением металлического палладия (96.3% ^{106}Pd) в реакторе СМ-2 до флюенса $3.5 \cdot 10^{21}$ н/см². В области энергий до 115 эВ определены резонансные параметры для 7 нейтронных уровней ^{107}Pd .

The measurements of ^{107}Pd ($T_{1/2}=6.5 \cdot 10^6$ ys) neutron resonances were carried out by the time-of-flight method on the SM-2 reactor neutron spectrometer. ^{107}Pd was obtained under the irradiation of Pd metal (^{106}Pd 96.3%) in SM-2 reactor by the fluence of $3.5 \cdot 10^{21}$ n/cm². The resonance parameters for ^{107}Pd seven levels were calculated over the energy area up to 115 eV.

Изотоп ^{107}Pd - один из важных ядер-продуктов деления, являющийся поглотителем "полезных" нейтронов в реакторах [1]. Экспериментальная информация по энергетической зависимости нейтронного сечения ^{107}Pd до 1978 г. практически отсутствовала. Первые результаты измерений параметров нейтронных резонансов ^{107}Pd , выполненные на выделенном из топливного элемента палладиевом образце, доложены в работе [2].

В настоящем докладе сообщаются результаты измерения полного нейтронного сечения ^{107}Pd , выполненные методом времени пролета на нейтронном спектрометре реактора СМ-2 [3]. Для безопасной работы с высокоактивным облученным образцом и надежной юстировки его на оси пучка нейтронов использовалось устройство дистанционной установки образцов [4].

Измерения полного нейтронного сечения ^{107}Pd проводились на облученном металлическом палладиевом образце в виде параллелепипеда размерами 1,35 x 4,0 x 8,1 мм³. Стартовый образец, со-

держаний 96,3% ^{106}Pd , 1,9% ^{105}Pd , 0,5% ^{104}Pd и 1% ^{108}Pd , 0,3% ^{110}Pd , 0,1% ^{102}Pd , облучался в вертикальном канале реактора СМ-2 до флюенса $3,5 \cdot 10^{21}$ н/см². Количество ^{107}Pd в облученном образце ($n = 2,7 \cdot 10^{19}$ яд/см²) определялось расчетным путем. Величина нейтронного потока определялась по кобальтовым мониторам, облучаемым совместно с исследуемым образцом.

Пропускания облученного и необлученного Pd - образца исследовались на спектрометре нейтронов в диапазоне энергий 0,01 - 115 эВ. В исследуемом диапазоне идентифицировано 7 уровней ^{107}Pd и для 6 уровней методом „площадей“ рассчитаны параметры $2g \Gamma_n^0$:

E_0 , эВ	$2g \Gamma_n^0$, мэВ*	E_0 , эВ	$2g \Gamma_n^0$, мэВ*
6,8	-	58,9	$1,3 \pm 0,4$
28,2	$0,08 \pm 0,03$	84,2	$1,3 \pm 0,5$
41,5	$2,5 \pm 0,5$	114,5	$1,4 \pm 0,5$
44,6	$6,3 \pm 0,6$		

$$* \Gamma_\gamma = 140 \text{ мэВ}$$

Из полученных резонансных параметров был рассчитан резонансный интеграл захвата $I_\gamma = 78 \pm 18$ б.

Список литературы

- [1]. Kikuchi Y. et al.-Proc.Conf.Fast Reactor Phys.,Tokijo,B4,1973.
- [2]. Singh U.N. et al.-Nucl.Sci.Engng., v.67, p.54, 1978.
- [3]. Беланова Т.С, Бабич С.И, Колесов А.Г. и др. Нейтронный спектрометр по методу времени пролета на реакторе СМ-2.-Препринт НИИАР, П-6 (272), Димитровград, 1978.
- [4]. Ануфриев В.А, Бабич С.И, Колесов А.Г, и др. Установка для измерений нейтронных сечений радиоактивных ядер на спектрометре нейтронов реактора СМ-2.-Препринт НИИАР, П-11 (345) Димитровград, 1978.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ ^{55}Fe ($T_{1/2}=2,7$ года)

В.А.Ануфриев, С.И.Бабич, А.Г.Колесов, В.Н.Нефедов,
В.А.Поручиков
(НИИАР им.В.И.Ленина)

Представлены результаты измерений полного нейтронного сечения ^{55}Fe ($T_{1/2} = 2,7$ года) в области энергий 0,014 - 3000 эВ. Измерения выполнены методом времени пролета на нейтронном спектрометре реактора СМ-2.

Presented are the results from the measurements of ^{55}Fe ($T_{1/2} = 2.7$ ys) total neutron cross section within the energy range from 0.014 to 3000 eV. The measurements were performed on the SM-2 reactor neutron spectrometer by the time-of-flight method.

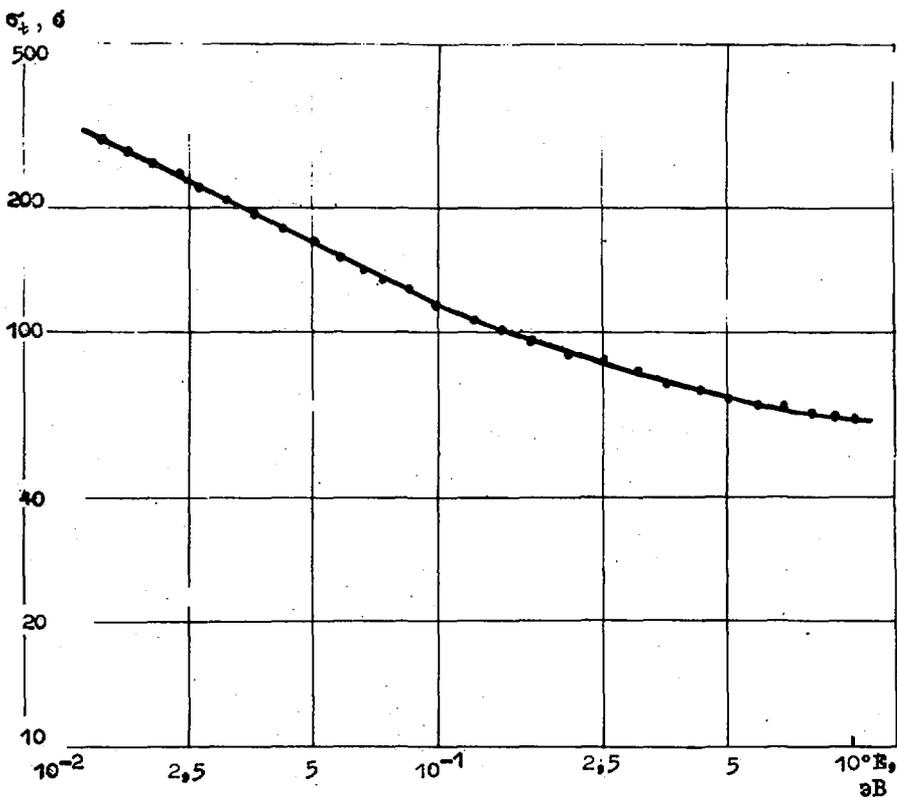
Использование в промышленных целях радиоактивного нуклида ^{55}Fe ($T_{1/2} = 2,7$ года) требует эффективного накопления этого продукта в необходимых количествах. Оптимизация условий накопления ^{55}Fe при нейтронном облучении в реакторе возможна при знании энергетической зависимости полного нейтронного сечения.

В настоящей работе приведены результаты измерений нейтронного сечения ^{55}Fe в области энергий нейтронов 0,014-3000 эВ. Измерения выполнены методом времени пролета на механическом селекторе реактора СМ-2 [1]. Было проведено измерение нейтронного пропускания образца из порошка Fe_2O_3 , герметизированного в стальной цилиндрической ампуле с внутренним диаметром 2,5 мм:

Изотоп	^{54}Fe	^{55}Fe	^{56}Fe	^{57}Fe	^{58}Fe	^{55}Mn
% содерж.	54,6	14,7	26,7	1,2	0,17	2,7

Из измеренного пропускания было идентифицировано 4 слабых нейтронных уровня ^{55}Fe с энергиями 860, 960, 1360, 2120 эВ.

При анализе пропускания в тепловой области энергий был учтен вклад всех присутствующих нуклидов (см.табл.). Полученное полное нейтронное сечение ^{55}Fe в области энергий 0,014 - 1эВ приведено на рисунке. Сечение захвата в тепловой точке $\sigma_g^{2200} = (170 \pm 20)$ б значительно превосходит сечения захвата для стабильных изотопов железа [2].



Список литературы

1. Беланова Т.С., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Нейтронный спектрометр по методу времени пролета на реакторе СМ-2. Препринт НИИАР, П-6 (272), г.Димитровград, 1976.
2. BNL-325, Third Edition, 1973.

О ВОЗМОЖНОМ ВЛИЯНИИ ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА НА РАДИУСЫ
ПОТЕНЦИАЛЬНОГО p -РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ
Ю.А.Александров, Г.Г.Бунатян, В.Г.Николенко,
А.Б.Попов, Г.С.Самосват
(ОИЯИ)

Из угловых распределений рассеяния нейтронов ядрами десяти элементов от Ru до J при энергиях $1 - 40$ кэВ установлено, что у каждого элемента с нечетным Z радиус потенциального p -рассеяния больше, чем у предыдущего элемента с четным Z . Этот эффект, возможно, связан с однопионным обменом налетающего нейтрона с нечетным нуклоном ядра.

Here from angular distributions obtained in neutrons scattering on elements from Ru to J in the energy range $1 - 40$ keV it is found that a radius of potential p -scattering for the element with odd Z is larger than that of the previous element with even Z . This effect may be due to a one-pion exchange between the incident neutron and an odd nucleon in a nucleus.

В работе [1] было высказано предположение, что в опытах по рассеянию медленных нейтронов ядрами возможно проявление эффекта однопионного обмена в ядерной среде, происходящего между налетающим нейтроном и нечетным нуклоном ядра. Среди различных типов межуclidонного взаимодействия обмен одним пионом является простейшим и соответствует потенциалу с наибольшим радиусом взаимодействия. С другой стороны, можно показать, что вклад однопионного обмена в рассеяние нуклона четно-четным ядром равен нулю. Поэтому можно ожидать, что при небольших энергиях нейтронов, когда только начинает появляться p -рассеяние, разница его интенсивностей на нечетном и соседнем четно-четном ядрах будет в какой-то степени определяться вкладом однопионного обмена.

Об интенсивности p -рассеяния можно судить по асимметрии рассеяния вперед-назад, которая выражается коэффициентом ω_1 при $\cos^2 \vartheta$ в разложении углового распределения по полиномам Лежандра:

$$y(\vartheta) \sim 1 + \omega_1 \cos^2 \vartheta + \omega_2 P_2(\cos^2 \vartheta),$$

где ϑ - угол рассеяния нейтрона в с.ц.м. Коэффициент ω_l соответствует интерференции парциальных волн с орбитальными моментами $l=0$ и $l=1$. При низких энергиях нейтронов и отсутствии резонансов он сводится просто к отношению соответствующих амплитуд рассеяния:

$$\omega_l = \frac{6 \sin \delta_l}{\sin \delta_0}, \quad (1)$$

где δ_l - сдвиг фаз потенциального рассеяния, для которых можно написать:

$$\sin \delta_l = \frac{v_l}{2l+1} \kappa R'_l. \quad (2)$$

Здесь κ - волновое число нейтрона; $v_l \approx (\kappa R)^{2l} / [(2l-1)!!]^2$ - проницаемость центробежного барьера (R - радиус ядра), а R'_l - радиус потенциального рассеяния (при переходе R'_l в R δ_l переходят в фазы рассеяния на жесткой сфере радиуса R). Подстановка (2) в (1) дает:

$$\omega_l = 2(\kappa R)^2 \frac{R'_l}{R_0}, \quad (3)$$

откуда следует линейная зависимость ω_l от энергии нейтронов. Как показывают расчеты, резонансы не сильно искажают зависимость (3) и их усредненный вклад в ω_l может быть учтен (см. работы [2,3]).

В работе [1] для проверки выдвинутой гипотезы были измерены величины ω_l для трех пар соседних элементов; у каждой пары один элемент был смесью преимущественно четно-четных изотопов, а другой содержал только нечетно-четные. Оказалось, что значения ω_l у нечетных ядер Ih и J систематически больше, чем у Cd и Te соответственно. В настоящей работе с помощью аппаратуры, кратко описанной в [4], были проведены измерения еще трех таких же пар элементов, так что теперь исследована группа из десяти элементов подряд в области массовых чисел A , где ω_l имеет максимальные значения [2,3].

Как видно из рис. 1, где представлены результаты последних измерений, асимметрия рассеяния ω_l на нечетных ядрах вновь выше, чем на четно-четных, и это является главным экспериментальным фактом настоящих исследований. Ниже описан последовательный анализ численных значений ω_l , имеющий целью сузить круг возможных причин обнаруженного эффекта.

Вначале, чтобы охарактеризовать асимметрию рассеяния на данном ядре одним числом, экспериментальные энергетические за-

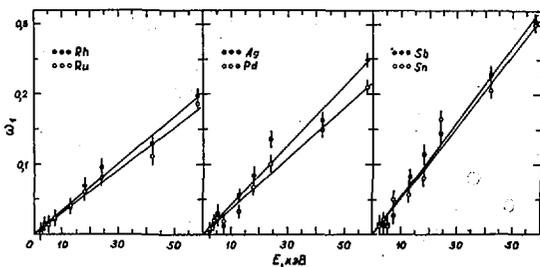


Рис.1. Экспериментальные значения ω_1 , полученные для шести указанных элементов, в зависимости от энергии нейтронов

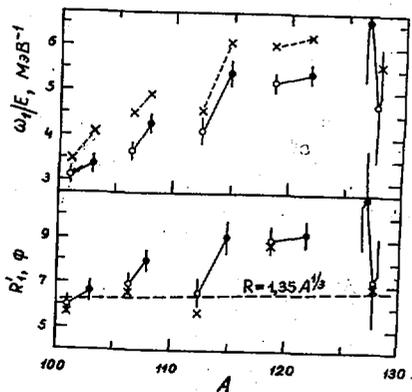


Рис.2. Значения параметров ω_1/E и R'_1 (см. текст); линиями соединены точки для исследованных пар элементов

зисимости $\omega_1(E)$ аппроксимировались прямыми, проходящими через начало координат, в соответствии с ожидаемой зависимостью. Полученные методом наименьших квадратов прямые показаны на рис.1, а соответствующие им константы ω_1/E - в верхней части рис.2 круглыми точками (светлыми для четных ядер, темными для нечетных). Для выяснения влияния S- и p-резонансов методом, описанным в [2], были рассчитаны их вклады в ω_1 при $E = 40$ кэВ. Оказалось, что для всех исследованных элементов резонансы понижают "потенциальное" ω_1 на 10-20%, не обнаруживая корреляции с четностью чисел нуклонов в ядрах. Исправленные таким путем значения ω_1/E показаны на рис.2 крестиками над соответствующими неисправленными значениями.

Следующий шаг был направлен на то, чтобы исключить флуктуации от ядра к ядру вероятности S-рассеяния и получить радиусы p-рассеяния R'_p . Для этого в формулу (3) подставлялись исправленные на вклад резонансов ω_1/E , $R = 1,35A^{1/3}$ ф и R'_o . Значения R'_o рассчитывались по формуле $R'_o = [(\sigma'_s - \sigma'_c)/4\pi]^{1/2}$, в которую подставлялись значения полного сечения σ'_s и вычисленные из S- и p-силовых функций значения сечений образования составного ядра σ'_c . Оба сечения брались при $E = 40$ кэВ, а экспериментальная информация - из работ [5-7]. Всем разностям сечений была приписана ошибка 0,5 б. Следует заметить, что полученные таким способом R'_o для пяти элементов в пределах ошибок совпали со значениями из [5], относящимися к области хорошо разрешаемых резонансов; для Cd наше R'_o на 0,8 ф меньше, а для Ru, Pd, Sb и I другими данными мы не располагали.

Результаты по R'_p получены впервые и изображены в нижней части рис.2 круглыми точками. Все они существенно выше значений $R = 1,35A^{1/3}$ ф, как и должно быть в этой области A, согласно предсказаниям оптической модели ядра.

Наконец, у элементов с четными Z мы исключили вклад нечетных изотопов, предположив, что последние имеют такие же R'_p , как у нечетного элемента данной пары. Исправленные R'_p показаны на рис.2 крестиками под неисправленными.

Итак, ни одна из операций, проделанных с численными результатами экспериментов, существенно не изменяет обнаруженного эффекта. Это отчетливо видно из таблицы, где даны отношения различных величин нечетных элементов к соответствующим величинам четных. Поэтому можно утверждать, что потенциальное p-рас-

Таблица

Элементы	А	Б	В	Г	Д
<i>Rh/Ru</i>	$1,08 \pm 0,06$	$1,08 \pm 0,08$	$1,18 \pm 0,09$	$1,11 \pm 0,11$	$1,16 \pm 0,15$
<i>Ag/Pd</i>	$1,18 \pm 0,06$	$1,17 \pm 0,08$	$1,09 \pm 0,07$	$1,15 \pm 0,11$	$1,20 \pm 0,14$
<i>In/Cd</i>	$1,30 \pm 0,05$	$1,32 \pm 0,12$	$1,33 \pm 0,12$	$1,38 \pm 0,17$	$1,58 \pm 0,26$
<i>Sb/Sn</i>	$1,03 \pm 0,05$	$1,04 \pm 0,06$	$1,03 \pm 0,06$	$1,04 \pm 0,09$	$1,04 \pm 0,10$
<i>T/Te</i>	$1,49 \pm 0,08$	$1,40 \pm 0,46$	$1,47 \pm 0,49$	$1,53 \pm 0,52$	$1,60 \pm 0,59$

Примечание.

А - отношения значений ω_1 , усредненные по пяти энергиям нейтронов выше 10 кэВ; Б - отношения величин ω_1/E ; В - отношения величин ω_1/E , исправленных на вклад составного ядра; Г - отношения радиусов R_1 ; Д - отношения радиусов R_1 , исправленных на вклад нечетных изотопов у четных элементов.

сеяние килоэлектронвольтных нейтронов на нечетно-четных ядрах имеет большую вероятность по сравнению с р-рассеянием на соседних четно-четных ядрах. Доказать или опровергнуть, что причиной этого является однопионный обмен в ядре, могут только дальнейшие исследования.

Список литературы

1. Александров Ю.А., Бунатян Г.Т., Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. - Препринт ОИЯИ РЗ-80-34, Дубна, 1980.
2. Александров Ю.А., Самосват Г.С. - Сообщение ОИЯИ РЗ-4354, Дубна, 1969.
3. Самосват Г.С. - ЯФ, 1970, т. II, II52.
4. Николенко В.Г., Самосват Г.С. - ЯФ, 1976, т. 23, II59.
5. Mughabghab S.F., Garber D.I. - BNL-325, 1973, 3d. Ed., v.1.
6. Garber D.I., Kinsey R.R. - BNL-325, 1976, 3d Ed., v.2.
7. Camarda H.S. - Phys.Rev., 1974, v.9C, p.28.

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ ВОЛЬФРАМА-186 В ЭЛЕКТРОНВОЛЬТНОЙ
ОБЛАСТИ И ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ НЕЙТРОНА

Д.А.Александров, В.Г.Николенко, А.Б.Попов,

Г.С.Самосват, К.Тянецк

(ОИЯИ)

Проведены измерения полного нейтронного сечения ^{186}W в интервале от тепловых энергий до 40 эВ и получены с повышенной точностью параметры первого резонанса при $E_0 = 18,8$ эВ. Обсуждается возможность использования этих данных и значения $\sigma_{\text{ког}}$ из работы [1] для оценки поляризуемости нейтрона.

Total neutron cross section of tungsten-186 was measured in the interval from thermal to 40 eV energies. More precise parameters of the first resonance at 18.8 eV were obtained. A possibility is discussed for the employment of both these data and σ_{coh} from [1] to estimate a polarizability of the neutron.

Известно, что ^{186}W обладает уникально малым значением ядерной амплитуды рассеяния в тепловой области. Так, измерения длины когерентного рассеяния $\sigma_{\text{ког}}$ под нулевым углом на смеси изотопов W, содержащей 90,7% ^{186}W , показали [1], что $\sigma_{\text{ког}} = (-0,0475 \pm 0,0006) \cdot 10^{-12}$ см при $E = 0,062$ эВ. (I) Малое значение величины $\sigma_{\text{ког}}$ заманчиво использовать для оценки электрической мезонной поляризуемости нейтрона. В настоящее время величина поляризуемости измерена лишь у протона. Вопрос о соответствующей величине для нейтрона остается пока не ясным [2,3]. Поскольку величина $\sigma_{\text{ког}}$ сравнительно невелика, можно ожидать, что вклад взаимодействия, обусловленного поляризуемостью нейтрона, в $\sigma_{\text{ког}}$ будет **существен**. Действительно, если принять для нейтрона величину поляризуемости α_n в 1,5 раза большую, чем для протона, которая равна $2,1 \cdot 10^{-42}$ см³ [4], то вклад от эффекта поляризуемости в $\sigma_{\text{ког}}$ будет составлять более 15%. Такой большой ожидаемый вклад поляризуемости в уже известную экспериментальную величину (I) стимулирует поиск способа ее количественной оценки из $\sigma_{\text{ког}}$.

Проблема определения α_n заключается в точном учете чисто ядерного рассеяния. Воспользуемся для описания ядерного

взаимодействия R -матричным формализмом, в частности, одно-уровневым приближением. Тогда, выражая $\alpha_{кор}$ через действительную часть амплитуды рассеяния с учетом в борновском приближении дополнительных вкладов, получим в области $|E-E_0| \gg \frac{\Gamma}{2}$ и $E \ll E_0$

$$\alpha_{кор} = -\text{Re}f = \left(R + \frac{\Gamma_{рез}}{2k_{рез}(E-E_0)} \right) \beta + \alpha_n + Z\alpha_{ne} + \alpha_f + (1-\beta)\bar{R}, \quad (2)$$

где $\beta = 0,907$ - концентрация ^{186}W в изотопической смеси; $\alpha_n = -\frac{m_n \alpha_n (\frac{Ze}{k})^2}{k}$ (при $kR \ll 1$) - поляризационная амплитуда (см., например, [1] /57); $Z\alpha_{ne} = -0,0102 \cdot 10^{-12}$ и $\alpha_f = 0,0109 \cdot 10^{-12}$ см. соответственно амплитуды (n, e)-взаимодействия и взаимодействия Фолди /6/; R - радиус потенциального рассеяния ^{186}W ; \bar{R} - эффективный радиус остальных изотопов; $E_0, \Gamma_{рез}$ - параметры первого резонанса ^{186}W . Вопрос определения α_n в таком приближении сводится к достаточно точному определению $E_0, \Gamma_{рез}, R$. При извлечении этих параметров из полного сечения влиянием поляризуемости можно пренебречь, поскольку согласно оптической теореме

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k} \text{Im}f(0), \quad (3)$$

а в первом борновском приближении мнимая часть амплитуды рассеяния, обусловленного поляризуемостью нейтрона, равна нулю.

На импульсном реакторе ИБР-30 ОИЯИ были проведены две серии измерений полного сечения ^{186}W с использованием образцов весом до 500 г и обогащением 99,79%. В реакторном режиме измерено пропускание на пролетных базах 250 и 500 метров в области ниже 18 эВ для образца толщиной $2,55 \cdot 10^{22}$ ат/см². В бустерном режиме (реактор+линейный ускоритель) на пролетной базе 250 м проведены измерения пропускания в области резонанса 18,8 эВ для трех толщин образцов: $1,25 \cdot 10^{21}$, $3,21 \cdot 10^{21}$ и $7,73 \cdot 10^{21}$ ат/см². Для учета фонов в зависимости от исследуемого интервала использовались фильтры $\text{Co}, \text{Br}, \text{Ag}, \text{Cd}$. Из реакторных измерений получено полное сечение в области от тепловых энергий до 10 эВ, которое представлено точками на рис.1. Предварительно было проведено усреднение по нескольким каналам анализатора. Статистические ошибки для большинства точек меньше их размеров. На рис.2 точками показаны экспериментальные спектры пропускания в области резонанса 18,8 эВ.

Для упрощения рисунка изображена только 1/5 часть общего количества точек, использованного при обработке спектров.

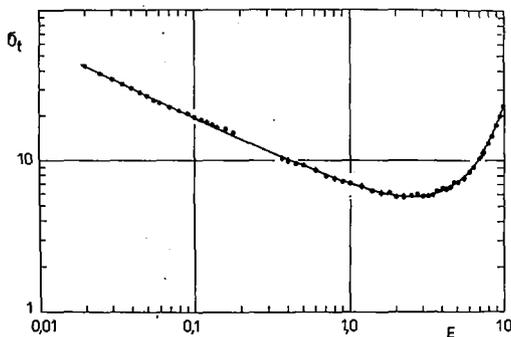


Рис.1. Полное сечение ^{186}W ниже 10 эВ, σ_t в барнах, E в электронвольтах

При анализе экспериментальных данных аналитическое выражение сечения бралось в виде

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi R^2 + \frac{\pi \Gamma_{\text{рез}}^2}{K_{\text{рез}}^2 [(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4]} + \frac{4\pi \Gamma_{\text{рез}} R (E-E_0)}{K_{\text{рез}} [(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4]} + \frac{\pi \Gamma_{\text{рез}} \gamma (E_0/E)^{1/2}}{K_{\text{рез}}^2 [(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4]}, \quad (4)$$

где в Γ учитывалась зависимость нейтронной ширины от энергии $\Gamma_n = \Gamma_{\text{рез}} (E/E_0)^{1/2}$. Полное сечение в интервале ниже 10 эВ анализировалось непосредственно по формуле (4) при фиксированном значении E_0 . Были получены следующие значения параметров: $\gamma = 0,0471 \pm 0,0005$, $\Gamma_{\text{рез}} = 0,308 \pm 0,004$ эВ и $R = 7,56 \pm 0,13$ ф. Указанные ошибки в 3 раза превышают статистические и взяты по крайним значениям, соответствующим вариациям $E_0 = 18,83$ в пределах $\pm 0,05$ эВ. Анализ кривых пропускания в области резонанса проводился методом формы с учетом функции разрешения и эффекта Доплера по модифицированной программе, аналогичной [2]. Ширина функции разрешения на 1/2 высоты была $\sim 0,03$ эВ, а доплеровская ширина $\sim 0,101$ эВ при

$\Gamma = 0,350$ эВ. Анализ формы резонанса при фиксированном по тепловой области значении $\overline{\Gamma}_y = 0,047$ эВ привел к следующим значениям параметров: $E_0 = 18,83 \pm 0,03$ эВ, $\Gamma_{рез} = 0,3065 \pm 0,0020$ эВ и $R = 7,642 \pm 0,050$ Ф.

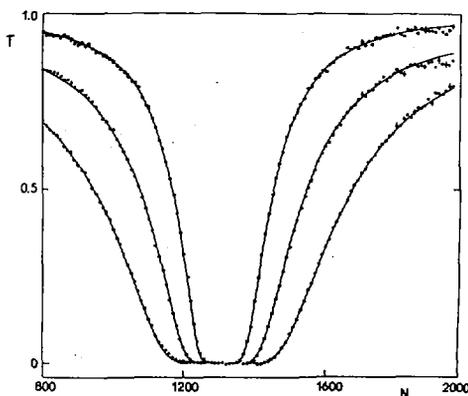


Рис.2. Кривые пропускания в области резонанса 18,8 эВ ^{186}W для трех толщин образцов (N - номер канала анализатора)

В ошибке E_0 учтены неопределенности длины пролетной базы и времени пролета, ошибки $\Gamma_{рез}$ и R - статистические с учетом χ^2 и неопределенности параметров функции разрешения. Расчетные кривые сечения и пропусканий по приведенным выше параметрам на рис.1 и 2 изображены сплошными линиями. Особенность ^{186}W приводит к тому, что в тепловой точке полное сечение фактически определяется захватом, т.к. первые три члена формулы (4) дают вклад $\sim 0,13$ б. Поэтому из наших результатов следует, что сечение захвата ^{186}W при $E = 0,0253$ эВ составляет $37,9 \pm 0,6$ б и согласуется с известными данными [8].

Подстановка найденных значений параметров резонанса 18,8 эВ и радиуса ^{186}W в (2) приводит к величине электрической поляризуемости нейтрона $\alpha_n = (13 \pm 5) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. При этом мы полагали, что вклад других изотопов вольфрама в $A_{\text{ког}}$ описывается эффективным радиусом, значение которого совпадает с R для ^{186}W .

В заключение необходимо заметить, что вопрос о точности использованного формализма при описании $A_{\text{ког}}$ и σ_{tot} требует дальнейшего анализа, а полученное значение α_n следует считать модельно-зависимым. Необходима также проверка однозначности обработки экспериментальных данных. Таким образом, полученный результат надо рассматривать как предварительный, демонстрирующий возможности использования описанного подхода.

Список литературы

1. Yu. A. Alexandrov, L. Koester, G. S. Samosvat. - JINR, E-5713, Dybna, 1970.
2. Александров Ю. А., Самосват Г. С., Сэрэтэр Ж., Цой Ген Сор - Письма ЖЭТФ, 4, 196, 1966.
3. Анигин Г. В., Котухов И. И. - ЯФ, 18, 1021, 1970; 14, 269, 1971.
4. Ахмедов Д. М., Фильков Л. В. - ЯФ, 25, 1021, 1977.
5. Александров Ю. А. - Фундаментальные свойства нейтрона, Атомиздат, 1976.
6. L. Koester. Springer Tracts in Modern Physics. - 80, Neutron Physics, Springer-Verlag, 1977.
7. Попов А. В., Шелонцев И. И., Широкова Н. Ю. - Сообщение ОИЯИ, 3-9742, Дубна, 1976.
8. J. Friesenhahn et al. - NSE, 26, 487, 1966.

**АНОМАЛИИ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ГАММА-ЛУЧЕЙ
В СПЕКТРАХ РЕЗОНАНСНОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ**
Ф.Н.Белнев, В.П.Болотский, С.П.Боровлев
(ИТЭФ)

В работе исследовались интегральные интенсивности гамма-лучей высоких энергий в спектрах радиационного захвата резонансных нейтронов ядрами Sb^{127} и I^{127} . Нестатистические эффекты обнаружены в спектрах для нейтронных резонансов со спином 2.

In the present work were studied integrated intensity of the high energy γ -rays in the resonance neutron capture spectra of Sb^{127} and I^{127} . Non-statistical effects have been observed in spectra for neutron resonances with spin 2.

При измерении спектров гамма-лучей радиационного захвата с отдельных нейтронных уровней установлено, что интенсивности гамма-лучей, испускаемых из возбужденного состояния ядрами среднего и тяжелого атомного веса, заметно флуктуируют от резонанса к резонансу. Их поведение хорошо описывается статистическим распределением Портера-Томаса с одной степенью свободы. С другой стороны, полные радиационные ширины таких ядер мало меняются для различных нейтронных уровней, так как в этом случае флуктуации интенсивностей отдельных переходов полностью усредняются по большому числу переходов спектра гамма-лучей.

Однако при измерении спектров сцинтилляционными детекторами, которые по своей разрешающей способности не могут претендовать на измерения отдельных переходов, наблюдались изменения формы спектров в области высоких энергий гамма-лучей [1,2].

При этом, измеряя интегральные интенсивности гамма-лучей в энергетической области, включающей 10-15 переходов, можно надеяться, что флуктуации отдельных переходов усредняются, но еще сохраняются индивидуальные особенности, характерные для спектра конкретного нейтронного уровня.

В работе [1] изменения формы спектров связывались со спиновой зависимостью нейтронных уровней. В нашей работе [2] такие изменения наблюдались для некоторых нечетно-нечетных ядер среднего атомного веса.

С целью выявления природы обнаруженных ранее эффектов на линейном ускорителе электронов ИАЭ имени И.В.Курчатова проведены измерения спектров гамма-лучей радиационного захвата с нейтронных резонансов сурьмы-121 и йода-127. Измерения проводились на 45-метровом пролетном расстоянии с временным разрешением 6 нсек/м с использованием естественных образцов. Спектры гамма-лучей измеряли спитилляционным детектором с кристаллом $\text{NaI}(\text{Tl})$ размером $200 \times 200 \text{ мм}^2$.

Если в энергетической области 1-4 Мэв спектры практически не отличаются даже для резонансов с различными спинами, то в энергетической области выше 5 Мэв наблюдаются существенные различия. В первой энергетической области спектр настолько сложен, что происходит полное усреднение интенсивностей по многочисленным переходам, такое же, как и при рассмотрении полных радиационных ширин уровней. Во второй энергетической области для сурьмы-121 наблюдается около сорока отдельных переходов, идущих из возбужденного состояния ядра, из которых около десяти соответствует наиболее интенсивным электрическим дипольным переходам [3].

В данном эксперименте измерялись кривые выхода гамма-лучей из исследуемого образца в двух дифференциальных окнах, соответствующих двум выше названным энергетическим интервалам, и находилось отношение измеренных площадей пиков R второго интервала к первому, которое приведено на рисунке и в таблице. Обе кривые измерялись одновременно, с тем чтобы исключить возможные нестабильности, связанные с работой ускорителя и измерительной аппаратуры.

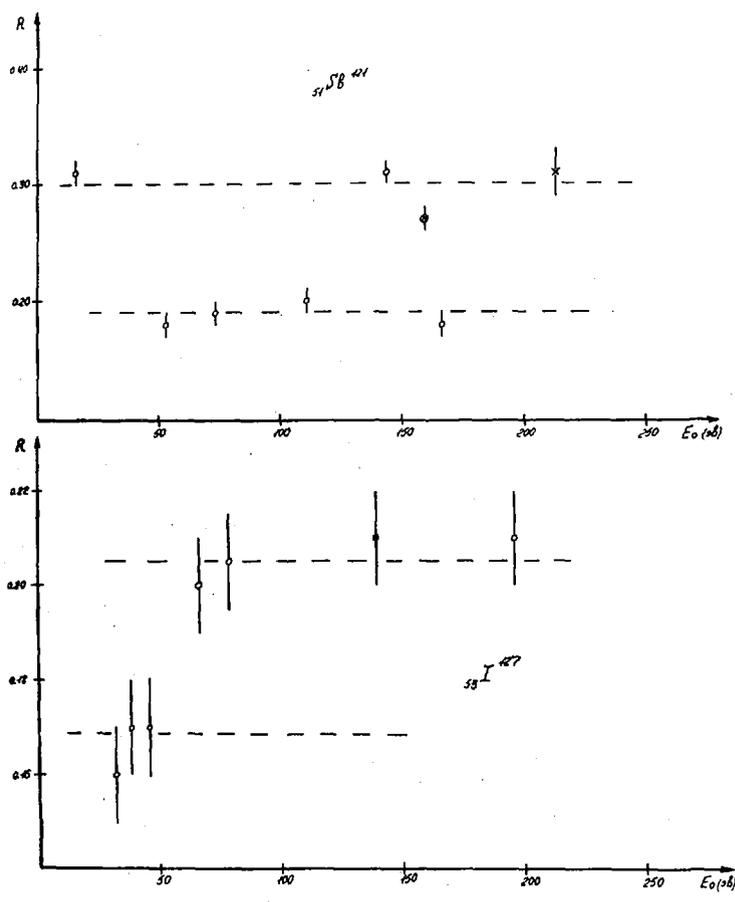
Интересные результаты получены при измерении интегральных интенсивностей переходов с энергией большей 5 Мэв в спектрах гамма-лучей с нейтронных резонансов со спином 2 для сурьмы - 121 и йода-127. Если усредненные интенсивности в этой энергетической области в спектрах с резонансов со спином 3 изменяются незначительно, то в спектрах для резонансов со спином 2 измеренные интегральные интенсивности

распадаются на две группы. Для одной группы уровней со спином 2 спектр в этой энергетической области имеет более жесткий характер, тогда как для другой более мягкий.

Результаты приведены в таблице и на рисунке. Значения спинов и ширины нейтронных уровней взяты из [4] .

Энергия нейтронного уровня E_0 (эВ)	Спин уровня I	Приведенная нейтронная ширина (мэВ)	Измеренное отношение R (отн.ед.)
сурьма - I2I			
15.4I	2	1.75	0.31 ± 0.01
144.3	2	1.1	0.31 ± 0.01
160.6	[2]	0.12	0.27 ± 0.01
214.0	-	0.096	0.31 ± 0.02
53.55	2	0.27	0.18 ± 0.01
73,8	2	0.87	0.19 ± 0.01
111.4	2	0.27	0.20 ± 0.01
167.1	2	1.16	0.18 ± 0.01
й о д - I27			
66.1	2	0.30	0.20 ± 0.01
78.5	2	4.0	0.21 ± 0.01
139.6	3	5.5	0.21 ± 0.01
195.3	2	7.5	0.21 ± 0.01
31.3	2	3.4	0.16 ± 0.01
37.8	2	7.4	0.17 ± 0.01
45.5	2	3.4	0.17 ± 0.01

На рисунке светлыми точками приведены результаты для уровней со спином 2, крестиками - для уровней с неизвестными спинами. В случае йода в верхнюю группу попадает один уровень со спином 3. Возможно, что спин этого уровня определен не достаточно надежно.



Обычно усиление интенсивностей отдельных переходов, объясняется вкладом одночастичных состояний. Такие эффекты, как правило, проявляются между простыми ядерными конфигурациями. В ядрах сурьмы и йода протонами и нейтронами заполняются состояния с высокими орбитальными моментами. Однако согласно квазичастично-фононной модели [5] для таких ядер благодаря фрагментации одночастичные эффекты могут проявляться между сложными трех- и пятиквартичными состояниями. Причем при определенных конфигурациях можно ожидать усиление эффекта.

В работе [3] для резонансов со спином 2 сурьмы-121 наблюдалась корреляция между парциальными радиационными и приведенными нейтронными ширинами. Как видно из табл., в нашей работе корреляции не обнаружено.

В ядрах сурьмы-121 и йода-127 протонами заполняется оболочка $d_{5/2}$. Поэтому если наблюдаемое группирование интегральных интенсивностей гамма-лучей связано с заполнением определенных ядерных оболочек, то подобные нестатистические эффекты можно ожидать для резонансов со спином 2 празеодима-141, у которого протонами заполняется та же оболочка.

Список литературы

1. Corge C. et al. Neutron Time of Flight Methods, -Euratom, Brussels, 1961, p. 167.
2. Беляев Ф.Н. и др. -Препринт ИГЭФ, 1966, № 444.
3. Lottin A., Pauc D. -Journ.de Phys., 1971, 32, p. 849.
4. Neutron Cross Sections, BNL-325, 1973, v.1.
5. Соловьев В.Г. -Препринт ОИЯИ, 1978, P4-II732.

СМЕСИ СПИНОВЫХ КАНАЛОВ В P-РЕЗОНАНСАХ ФТОРА

49 кэВ и 97 кэВ

В.Г.Николенко, Г.С.Самосват

(ОИЯИ)

Из угловой зависимости резонансного рассеяния нейтронов определены вклады спиновых каналов двух p-резонансов ^{19}F . В пределах ошибок вклады одинаковы для обоих резонансов. Вместе с аналогичным результатом для ^{89}Y это представляется противоречащим гипотезе о независимости флуктуаций нейтронных ширин, относящихся к разным спиновым каналам.

Contributions from the spin channels of two ^{19}F p-resonances are determined from the angular dependence of neutron resonance scattering. They are the same for both resonances within errors. That observation together with a similar one for ^{89}Y seem to be in contradiction with a hypothesis about independence of fluctuations of neutron widths of different spin channels.

Среди нерешенных проблем взаимодействия нейтронов с ядрами остается вопрос о смешивании двух каналов реакции, идущей через одно и то же компаунд-состояние в случае нейтронов с орбитальным моментом $\ell > 0$ и ядер-мишеней со спином $I > 0$. Практически представляют интерес двухканальные p-резонансы со спином $J = I \pm 1/2$. У таких резонансов нейтронная ширина Γ_n в представлении спина канала $S_{\pm} = I \pm 1/2$ состоит из некогерентных вкладов обоих каналов, т.е. $\Gamma_n = \Gamma_n^- + \Gamma_n^+$. Вопрос заключается в том, флуктуируют ли Γ_n^- и Γ_n^+ от резонанса к резонансу независимо или между ними есть корреляция. Иными словами, распределен ли вклад одного из каналов, например,

$$\beta = \Gamma_n^- / (\Gamma_n^- + \Gamma_n^+)$$

между 0 и 1 или он имеет постоянное или слабо меняющееся значение? До настоящего времени лишь однажды были высказаны качественные соображения [1] в пользу сильных флуктуаций β . И хотя первая экспериментальная попытка измерить смеси каналов у нейтронных резонансов была опубликована еще в 1958 году [2], даже результаты недавних работ [3-5] заметно не прояснили ситуацию. В настоящей работе, инициированной, как и [4], постановкой проблемы в [1], на установке и методом, описанным в [4], измерены вклады спиновых каналов для ядра ^{19}F , имеющего

спин $I = 1/2$ и р-резонансы с $J = I$ при энергиях $E_0 = 49$ кэВ и $E_0 = 97$ кэВ.

В отличие от предыдущей работы [4], где мы имели дело с узкими резонансами ^{89}Y , в этой работе для определения площадей резонансов в зависимости от угла рассеяния применялся дополнительно метод самоиндикации, так как форма резонансных пиков ^{19}F искажалась резонансами имевшегося в пучке нейтронов алюминия и усложнялась интерференцией резонансного рассеяния с потенциальным. Дифференциальное сечение рассеяния вблизи р-резонанса имеет вид:

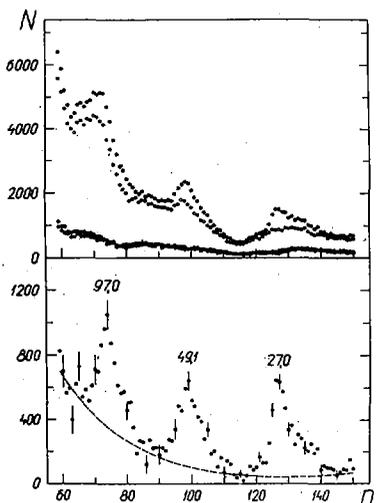
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{1}{4k} \frac{g\Gamma_n^2}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} [1 + \omega_1 \cos\vartheta + \omega_2 P_2(\cos\vartheta)] + \frac{d\sigma_{\text{пот}}}{d\Omega}(\vartheta), \quad (1)$$

$$\omega_1(E) = \frac{2k_0 R'}{n} [2(E-E_0)\sqrt{1-(KR')^2} + KR'\Gamma], \quad (2)$$

$$\omega_2 = \begin{cases} 0 & J=0 \\ 1/2(3\beta-1)^2 & J=1 \\ 7/10 & J=2 \end{cases}, \quad (3)$$

где E и k - энергия и волновое число нейтронов ($k = k_0$ при $E = E_0$), ϑ - угол рассеяния в с.ц.м., $g = (2J + 1)/(2I + 1)$, $\sigma_{\text{пот}}$ и R' - сечение и радиус потенциального рассеяния; значения ω_2 даны для $I = 1/2$, общее его выражение имеется в [4]. В то время как интересующий нас множитель резонансного члена ω_2 - константа, множитель интерференционного члена ω_1 существенно зависит от энергии. При $kR' \ll 1$ ω_1 мало, и резонанс симметричен относительно E_0 , но при возрастании энергии резонанса он приобретает асимметрию, которая меняется с изменением ϑ , затрудняя отделение резонансного рассеяния от потенциального.

Вычитание из обычного спектра рассеянных нейтронов спектра, полученного при наличии в пучке фильтра из тех же ядер, что и рассеиватель, значительно упрощает задачу, что демонстрируется на рисунке. Два верхних спектра на нем - измерения с образцом без фильтра (темные точки) и с фильтром (светлые точки), а нижний спектр - их разность. Видно, что пики на последнем спектре вполне отделимы от подложки; их форма оказалась почти не зависящей от угла. Пунктирная кривая на рисунке - описание подложки полиномом с коэффициентами, подгоняемыми по точкам вне резонансов. На верхней половине рисунка внизу показаны фоновые спектры без образца (светлые точки - с фильтром, темные - без него). В пределах ошибок измерений учет фона не влияет на результат и поэтому не производился.



Спектры для образца
 1 мм при угле 37° ; n - номер канала шириной 1 мксек,
 N - число отсчетов в канале. Числа у пиков - E_0 резонансов в кэВ

от теоретического значения 0,7 для резонанса 27 кэВ объясняется, по-видимому, не вполне корректным проведением подложки, которая имеет под этим резонансом "ямку". Для обоих двухканальных резонансов 49 и 97 кэВ ω_2 получились практически нулевыми, что в соответствии с (3) означает, что у них $\beta \approx 1/3$. В табл. I указаны пределы β , соответствующие прибавлению к экспериментальным значениям ω_2 одного стандартного отклонения.

Итак, к настоящему времени получена информация о смесях спиновых каналов для девяти р-резонансов четырех ядер, которая

Таблица I

E_0 , кэВ	J	ω_2	β
27	2	$0,51 \pm 0,04$	-
49	1	$0,04 \pm 0,05$	0,19 - 0,47
97	1	$0,01 \pm 0,07$	0,20 - 0,46

В качестве двух рассеивателей и фильтра использовались листы фторопласта с толщинами 0,6, 1,0 и 2,4 мм соответственно. Измерения проводились при лабораторных углах 37° , 87° и 140° . Углы и площади резонансов пересчитывались в с.с. м., а последние, кроме того, исправлялись на эффекты, связанные с изменением эффективности детектора при изменении энергии отдачи и с блокировкой потенциального рассеяния резонансным.

Величины ω_2 для обоих образцов совпали в пределах ошибок; их средние значения приведены в табл. I. Ошибки - статистические, а влияние на ω_2 поправок в несколько раз меньше указанных ошибок. Некоторое отличие полученного ω_2

Таблица 2

Ядро-мишень	E_0 , кэВ	J	β	Источник
^{93}Nb ($I = 9/2$)	0,0385	5	$0,30 \pm 0,08$	[3]
	0,0422	4	$0,73 \pm 0,17$	
	0,0943	4	$0,16 \pm 0,13$	
^{89}Y ($I = 1/2$)	2,60	I	$0,82 \pm 0,02$	[4]
	3,38	I	$0,82 \pm 0,15$	
	20 - 25	I	$0,77 \pm 0,07$	
^{35}Cl ($I = 3/2$)	0,398	2	~ 0	[5]
^{19}F ($I = 1/2$)	49	I	$0,33 \pm 0,14$	наст. работа
	97	I	$0,33 \pm 0,13$	

собрана в табл. 2. Какие выводы можно сделать? Во-первых, β меняется от ядра к ядру (и даже для ядер с одинаковыми спинами). Во-вторых, если приведенные Γ_n и Γ_n^+ следуют независимым распределениям Портера-Томаса и, следовательно, β распределено между 0 и 1 (см. [3,4]), то случайное совпадение β у резонансов ^{89}Y и резонансов ^{19}F оказывается маловероятным. С учетом одного стандартного отклонения вероятности этих совпадений можно оценить как 3,0% и 18% соответственно или в целом $\sim 0,5\%$. Лишь β для резонанса 42,2 эВ выпадает из такого рода совпадений, которых как будто бы нет у ^{93}Nb .

В пользу отсутствия широких флуктуаций β у одного ядра можно провести следующую аналогию. Если перейти к представлению полного момента нейтрона $j = l \pm 1/2$, то можно говорить о паре амплитуд нейтронных ширин, относящихся к другой паре каналов с двумя значениями j (в этом представлении ширина Γ_n - когерентная сумма амплитуд). Так как амплитуда нейтронной ширины в данном канале пропорциональна примеси волновой функции соответствующего одночастичного состояния к волновой функции компаунд-состояния, то в нашем случае смесь каналов будет определяться соотношением вкладов в резонансное состояние одночастичных уровней $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$. Точно так же и Γ_n s-резонансов имеют вклады различных одночастичных состояний; например, в области $A \sim 100$ сравнимый вклад дают уровни $3s$ и $4s$. Тем не менее, у s-резонансов заметных отклонений распределений приведенных нейтронных ширин от χ^2 -распределения с $\nu = 1$, по-видимому, нет (что, кстати, было бы интересно проверить в этой

области масс более точно), т.е. вклады одночастичных состояний сильно скоррелированы. Не означает ли это, что и для одночастичных p -уровней должно быть то же самое? А если это так, то, поскольку амплитуды ширин в обоих представлениях математически жестко связаны (см., например, [6], формула(4.26)), Γ_n^\pm в каналах с различными спинами S_\pm должны флуктуировать совместно. В связи с этим можно предполагать, что при отсутствии сильного спин-спинового взаимодействия смесь спиновых каналов будет определяться положением одночастичных p -уровней, расщепляемых спин-орбитальным взаимодействием, и не должна сильно флуктуировать от резонанса к резонансу.

Если это предположение верно, то знание смесей каналов дает информацию 1) о спин-орбитальном расщеплении максимумов силовой функции для нейтронов с $\ell = 1$ и 2) о "поведении" фрагментов одночастичных состояний в нейтронных резонансах.

Список литературы

1. Шапиро Ф.Л. - В сб.: Сборник лекций Всесоюзной летней школы по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях, 1967, ФЭИ, Обнинск, с.239.
2. Block R.C., Haeblerli W., Newson H.W. - Phys.Rev., 1958, v. 109, p. 1620.
3. Chrien R.E., Bhat M.R., Cole G.W. - Phys.Rev., 1973, v.8C, p.336
4. Николенко В.Г., Самосват Г.С. - ЯФ, 1976, т.23, с.1159.
5. McCullagh C.M., Kenny M.J., Chrien R.E. - Phys.Rev., 1979, v.19C, p.539.
6. Гольдфарб Л. - В кн.: Ядерные реакции, 1962, М., Атомиздат, т.1, с.154.

О СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ НЕЙТРОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

Ю.П.Попов, А.М. Суховой, В.А.Хитров, Ю.С.Язвичкий

(ОИЯИ)

Исследована зависимость относительной разности силовых функций для S -нейтронов, определенных по резонансным параметрам, в обоих спиновых каналах в зависимости от числа нейтронов N и спина ядра-мишени I . Показано, что исключить возможность спиновой зависимости на основании имеющихся экспериментальных данных нельзя.

Dependence on the number of neutrons and spin of the target nucleus of the relative difference between S -neutron strength functions determined from resonance parameters in both spin channels is investigated. It is shown that one cannot exclude spin dependence on the basis of available experimental data.

Статистический анализ спиновой зависимости нейтронной силовой функции проводился для ряда ядер в 1969 г. ^{1/17} и был повторен на более широком материале в 1977 г. ^{1/21}. При этом экспериментальные данные рассматривались как единая статистическая выборка, и сравнивались экспериментальные значения относительных разностей нейтронных силовых функций для двух спиновых состояний

$$\alpha = 2(S_0^+ - S_0^-) / (S_0^+ + S_0^-) \quad (I)$$

с их ошибками, рассчитанными в рамках определенных модельных представлений о законах распределений приведенных нейтронных ширин Γ_n^0 и интервалов между резонансами D . Этот анализ показал, что для всей совокупности исследованных ядер экспериментальные данные не противоречат гипотезе о равенстве силовых функций для двух спиновых состояний. В то же время отмечалось, что для отдельных областей массовых чисел возможность спиновой зависимости не исключена.

Статистический анализ экспериментальных данных, рассматривающий все разности силовых нейтронных функций в качестве единой статистической выборки, обусловлен ограниченным объемом экспериментальной информации, но не является лучшим, по-

сколькx такой подход может повлечь за собой потерю части физической информации. В частности, усреднение разности силовых функций по большим группам ядер может привести к "замазыванию" спиновых эффектов, если они имеются в отдельных группах ядер (например, усреднение по всем ядрам величины S_0 не позволило бы выделить ее колебания, нашедшие свое объяснение в оптической модели). Поэтому, используя более обширный накопленный к настоящему времени экспериментальный материал о параметрах резонансов многих ядер, мы провели анализ экспериментальных данных в зависимости от некоторых возможных параметров: от числа нейтронов N и величины спина ядра-мишени I .

Мы вновь рассчитали разности нейтронных силовых функций S_0^+ (для резонансов со спинами $J^+ = I + 1/2$) и S_0^- ($J^- = I - 1/2$) для S -резонансов 77 ядер из области $39 \leq A \leq 241$. Значения силовых функций для соответствующего спина определялись по общепринятой методике

$$S_0 = \sum \Gamma_n^0 / \Delta E, \quad (2)$$

где ΔE - энергетический интервал, по которому проводится суммирование нейтронных ширин. Большая часть данных о ширинах и спинах резонансов взята из работы ^{13/}. Ошибка относительной разности силовых функций a определялась по методике, описанной в ^{1/}, где приведена функция распределения случайной величины a для несмешанной оценки значений силовых функций (2). При этом дисперсии распределения силовых функций σ_+^2 и σ_-^2 определялись только числом резонансов, входящих в интервал ΔE , не учитывались вклады ошибок, связанных с неправильной спиновой идентификацией резонансов, и экспериментальных систематических ошибок значений приведенных нейтронных ширин.

Результаты анализа экспериментальных данных по совокупности 77 ядер не противоречат выводу работы ^{1/} о равенстве нейтронных силовых функций для двух спиновых состояний. В то же время представленная на рис. I зависимость величины a от числа нейтронов в ядре-мишени позволяет высказать предположение о том, что наблюдаемые для определенных интервалов значений N (вблизи магических чисел, например $N \approx 82$) отклонения величины a от нуля не являются чисто случайными.

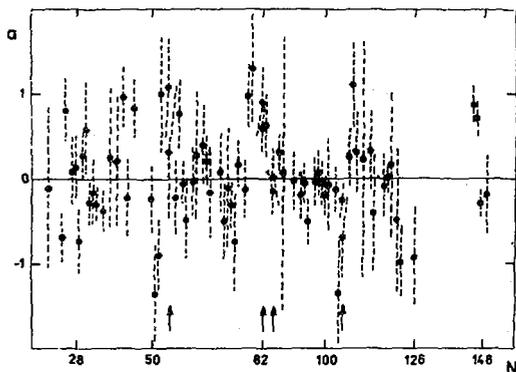


Рис. I. Значения a в функции числа нейтронов N ядра-мишени. Стрелками отмечены четыре пары проанализированных изотопов.

На рис. 2 изображены величины \bar{a} , усредненные по ядрам-мишеням с одинаковым значением спина, в зависимости от его величины. Ошибки \bar{a} вычислены из значений дисперсий σ_i^2 усредняемых величин a_i по формуле переноса ошибок для среднего взвешенного

$$\sigma^2(\bar{a}) = (\sum \sigma_i^{-2})^{-1} \quad (3)$$

и отмечены на рисунке пунктиром. Эти ошибки характеризуют величину отклонений \bar{a} , обусловленных только статистикой числа резонансов, по которым определены a_i . Если у усредняемых значений a_i нет общего значения математического ожидания (из-за возможной зависимости относительной разности нейтронных силовых функций от каких-либо параметров, пример - рис. I), то дисперсия \bar{a} , определяемая по формуле

$$\sigma^2(\bar{a}) = \frac{\sum (a_i - \bar{a})^2 \sigma_i^{-2}}{(n-1) \sum \sigma_i^{-2}}, \quad (4)$$

включит в себя этот дополнительный разброс.

Среднеквадратичные отклонения, вычисленные согласно (4), нанесены на рисунке горизонтальными черточками. Расположение точек на рис. 2 не позволяет, по-видимому, сделать заключения о зависимости нейтронных силовых функций от спина ядра.

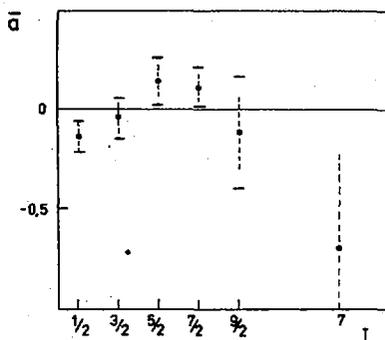


Рис.2. Зависимость среднего значения \bar{a} для ядер с данным спином I от его величины.

Нам представляется целесообразным обратить внимание экспериментаторов и теоретиков на отмеченные выше особенности. При существующей ситуации более перспективными, с нашей точки зрения, являются поиски спиновой зависимости нейтронных силовых функций на ядрах с числом нейтронов, близким к магическому.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Малэцки Х. и др. - ЯФ, II, вып. I, III (1970).
2. Lason L. et al. - Acta Physica Polonica, B8, N11, p.1009, 1977.
3. BNL-325, 3-d Ed. Neutron Cross Sections, v.1, 1973.

МНОГОУРОВНЕВЫЙ АНАЛИЗ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ^{239}Pu

В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

В.В. Колесов, А.А. Лукьянов

(ФЭИ)

Разработана программа многоуровневого анализа резонансных сечений, использующая формализм S -матричной теории. На основе этой программы получены параметры теории, воспроизводящие детальную энергетическую зависимость полного сечения ^{239}Pu в области разрешенных резонансов.

The computer program for S -matrix manylevel analysis and corresponding resonance parameters for ^{239}Pu total cross section in resonance region are presented.

Задача многоуровневой параметризации резонансных сечений рассматривалась многими авторами в связи с необходимостью анализа не только резонансных, но и интерференционных особенностей энергетической зависимости сечений [1]. Особый интерес проявляется здесь к сечениям делящихся ядер, где межрезонансная интерференция существенна уже для самых нижних резонансов. Подробный многоуровневый анализ проводился для сечения деления ^{239}Pu как на основе S -матричной, так и R -матричной теорий [1 - 3]. Трудности анализа связаны в основном с недостаточной точностью и полнотой экспериментальных данных, что приводит к неоднозначности результатов анализа. Ограничиваясь лишь данными по резонансной структуре сечения деления, можно получить и физически некорректные параметры, излишние уровни или потерять часть из них. Несомненно, что привлечение к анализу данных по полному сечению, а также полученных в настоящее время результатов по пропуску нейтронов через относительно толстые образцы позволит более надежно определять параметры многоуровневого анализа

m	M_m [эВ]	Δ_m [МВ]	G_m	H_m
1	A 7,82	43	2,331 ± 0,100	0,104 ± 0,020
	B 7,83	35	4,667 ± 0,140	0,202 ± 0,060
	B 7,808 ± 0,001	44,4 ± 0,2	4,192 ± 0,018	0,093 ± 0,001
2	A 10,94	100	6,501 ± 0,120	-0,312 ± 0,050
	B 10,94	85	8,634 ± 0,170	-0,405 ± 0,050
	B 10,921 ± 0,001	87 ± 1	8,401 ± 0,042	-0,591 ± 0,006
3	A 11,90	32	1,409 ± 0,070	0,363 ± 0,030
	B 11,90	25	4,488 ± 0,290	0,308 ± 0,030
	B 11,882 ± 0,001	33,9 ± 0,1	4,291 ± 0,032	0,372 ± 0,005
4	A 14,34	53	1,417 ± 0,147	0,272 ± 0,110
	B 14,29	47	2,611 ± 0,250	0,107 ± 0,043
	B 14,30 ± 0,001	56,7 ± 0,6	2,694 ± 0,017	0,245 ± 0,011
5	A 14,72	35	3,027 ± 0,200	-0,201 ± 0,120
	B 14,70	31	7,662 ± 0,500	-0,156 ± 0,100
	B 14,661 ± 0,001	35,3 ± 0,3	7,312 ± 0,035	-0,545 ± 0,013
6	A 15,5	450	2,099 ± 0,210	0,109 ± 0,200
	B 15,51	400	2,549 ± 0,260	0,623 ± 0,800
	B 15,431 ± 0,004	426 ± 3,6	2,898 ± 0,020	0,344 ± 0,019
7	A 17,70	40	2,671 ± 0,020	0,341 ± 0,022
	B 17,69	36	6,906 ± 0,045	0,404 ± 0,030
	B 17,633 ± 0,001	39,5 ± 0,2	6,483 ± 0,030	-0,025 ± 0,002
8	A 22,24	50	4,582 ± 0,170	-0,163 ± 0,060
	B 22,21	52	6,485 ± 0,120	-0,443 ± 0,100
	B 22,239 ± 0,001	51,3 ± 0,3	8,297 ± 0,046	-0,237 ± 0,003
9	A 23,88	50	0,076 ± 0,060	0,072 ± 0,030
	B 23,90	38	0,226 ± 0,100	0,084 ± 0,080
	B 23,888 ± 0,001	44,2 ± 0,7	0,276 ± 0,002	0,065 ± 0,002
10	A 26,25	35	2,172 ± 0,020	0,268 ± 0,090
	B 26,28	35	4,520 ± 0,100	0,192 ± 0,100
	B 26,231 ± 0,001	41,1 ± 0,2	4,492 ± 0,021	-0,014 ± 0,002
11	A 27,25	23	0,096 ± 0,025	-0,044 ± 0,040
	B 27,30	21,5	0,376 ± 0,060	-0,109 ± 0,070
	B 27,238 ± 0,001	24,3 ± 0,5	0,396 ± 0,003	-0,013 ± 0,002
12	A 32,29	84	0,637 ± 0,090	0,012 ± 0,044
	B 32,30	105	1,005 ± 0,140	0,003 ± 0,106
	B 32,292 ± 0,001	78,2 ± 0,8	0,717 ± 0,034	-0,008 ± 0,002
13	A 35,45	20	0,070 ± 0,035	-0,016 ± 0,040
	B 35,32	21	0,616 ± 0,160	-0,222 ± 0,120
	B 35,426 ± 0,001	17,4 ± 0,5	0,585 ± 0,040	-0,002 ± 0,002

Продолжение таблицы

m	M _m [эВ]	Δ _m [эВ]	G _m	H _m
14 A B	41,30 41,375 ± 0,001	24,5 16,3 ± 0,3	0,364 8,858 ± 0,072	0,220 -0,119 ± 0,006
15 A B	44,45 44,437 ± 0,001	24 25,8 ± 0,3	1,150 13,60 ± 0,106	0,017 -0,370 ± 0,004
16 A B	47,58 47,561 ± 0,001	152 136 ± 1,3	3,04 3,710 ± 0,003	0 -0,264 ± 0,007
17 A B	50,08 50,030 ± 0,001	28 22,3 ± 0,4	1,14 6,176 ± 0,044	0,05 -0,507 ± 0,006
18 A B	52,54 52,537 ± 0,001	34 29,7 ± 0,2	2,54 20,27 ± 0,104	-0,05 -0,722 ± 0,006
19 A B	55,65 55,581 ± 0,001	70 27,8 ± 0,4	1,36 3,066 ± 0,023	0,37 0,017 ± 0,005
20 A B	57,35 57,424 ± 0,003	680 456 ± 3,1	15 15,001 ± 0,075	-6,9 -5,938 ± 0,073
21 A B	59,20 59,154 ± 0,001	120 71,1 ± 1,2	6,5 9,217 ± 0,063	-0,20 -0,333 ± 0,048
22 A B	63,10 63,031 ± 0,002	200 47,8 ± 1,9	1,96 1,135 ± 0,017	0,82 -0,008 ± 0,013
23 B	63,365 ± 0,040	3344 ± 37	10,60 ± 0,091	10,37 ± 0,153
24 B	65,450 ± 0,003	181,4 ± 3,2	6,955 ± 0,114	-1,367 ± 0,032
25 A B	65,7 65,700 ± 0,002	64 34,8 ± 1,9	12,6 17,13 ± 0,29	0,20 -2,620 ± 0,3
26 A B	74,09 74,038 ± 0,001	38 30,7 ± 0,9	2,6 5,410 ± 0,046	0,86 1,065 ± 0,024
27 A B	74,82 74,901 ± 0,001	76 106,3 ± 1,1	22,0 34,160 ± 0,235	-2,6 -2,424 ± 0,032
28 B	78,988 ± 0,010	182,6 ± 9,7	0,219 ± 0,007	0,023 ± 0,009
29 A B	81,2 81,116 ± 0,010	830 664,4 ± 12	2,84 2,444 ± 0,070	-2,8 -4,323 ± 0,093
30 A B	82,67 82,671 ± 0,003	31 15,4 ± 3	0,29 0,521 ± 0,013	0 0,027 ± 0,011
31 A B	85,4 85,432 ± 0,007	1320 1209 ± 6	33,4 28,90 ± 0,085	2,8 3,477 ± 0,072
32 A B	85,48 85,489 ± 0,002	26 40,9 ± 1,2	3,1 12,75 ± 0,119	0 -0,335 ± 0,074

А - параметры многоуровневого анализа сечения деления [1],
 Б - результаты анализа полного сечения работы [2],
 В - результаты данной работы.

и, соответственно, воспроизводить детальную энергетическую зависимость сечений в резонансной области с точностью достаточной для реакторно-физических приложений [1].

В данной работе представлены результаты многоуровневого анализа данных по полному сечению, проведенного с учетом полученных ранее из сечений деления параметров ^{239}Pu [1]. Сечение в формализме S -матрицы записывается в форме [1]:

$$\sigma(E) = \sigma_p + \frac{0,65 \cdot 10^6}{\sqrt{E}} \sum_m \left[\frac{G_m}{\sqrt{\Gamma_m}} \psi\left(\frac{M_m - E}{\sqrt{\Gamma_m}}, \frac{\sqrt{\Gamma_m}}{\Delta}\right) + \frac{H_m}{\sqrt{\Gamma_m}} \chi\left(\frac{M_m - E}{\sqrt{\Gamma_m}}, \frac{\sqrt{\Gamma_m}}{\Delta}\right) \right], \quad (1)$$

где σ_p - сечение потенциального рассеяния, равное в нашем случае 10,3 барна; Δ - ширина функции разрешения, учитывающая в анализе и температурное уширение резонансов; M_m , Γ_m , G_m и H_m - резонансные параметры, определяемые из эксперимента. Число уровней, учитываемых в сумме по m , может быть в принципе произвольным, хотя для анализа, очевидно, удобнее сделать это число по возможности минимальным.

Разработанная нами программа многоуровневого анализа заключается в определении параметров по заданным файлам экспериментальных данных с ошибками в точках методом наименьших квадратов, а также ошибок параметров и их корреляций. За основу взята программа FUMILI для БЭСМ-6, являющаяся стандартной в ФОРТРАНЕ "ДУБНА". Анализировались данные по полным сечениям, полученные Дерриеном [3]. Результаты анализа вместе с параметрами, полученными из сечения деления [1], и результатами работы [2] представлены в таблице. Общее согласие полученных параметров при существующей погрешности измерений довольно хорошее. Расхождение в значении положения уровня не выходит за рамки экспериментальной точности. Для дальнейшего уточнения значений параметров, особенно H_m и M_m , предполагается привлечение данных по пропусканиям на толстых образцах и сечениям деления, измеренным методом самоиндикации.

Список литературы

1. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов - М., Атомиздат, 1974.
2. Adler F.T., Adler D.B. In Proc. Conf. on Neutron Cross Sections Technology. W., 1968, p. 967.
3. Derrien H. et al. In Proc. Conf. on Nucl. Data for Reactors (Paris). IAEA, Vienna, v.2, 1967, p. 195.

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ И СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ И ЗАХВАТА СЕРЫ
ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ (4-0,024) эВ

В.П. Вертебный, П.Н. Ворона, Н.Л.Грицак, В.Г. Кривенко,
Е.А. Павленко, Т.А. Сенченко.
(ИЯИ АН УССР)

Методом времени пролета на атомном реакторе ВВР-М определены полное сечение и сечение рассеяния серы для нейтронов с энергией (1 + 0,024) эВ. Из разности этих сечений получено сечение поглощения. Для нейтронов с энергией 0,025 эВ оно равно (0,452 ± 0,013) барн.

Neutron total and scattering cross sections of sulfur at WWR-M atomic reactor by time of flight method have been measured. From difference of this cross sections absorption cross section have been obtained. For 0.0253 ev neutrons it is equal (0.452 ± 0.013) barns.

На атомном реакторе ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР были измерены полное сечение σ_t и полное сечение рассеяния σ_s природной серы в диапазоне энергии 0,02-10 эВ по методу времени пролета. В прошлом σ_t в этом диапазоне было измерено в [1,2,3], амплитуды рассеяния серы и ее изотопов с высокой точностью определены Л.Кестером и др. [4], энергетическая зависимость сечения рассеяния серы не измерялась, сечение захвата σ_a определялось интегральными методами [7]. В последнее время в связи с задачей точного определения ν ^{252}Cf было высказано сомнение в правильности определения σ_a серы. Учитывая, что разность $\sigma_t - \sigma_s$ для теплых и эпитепловых нейтронов относительно велика, мы определяли σ_a по этой разнице.

Полное сечение серы определено из пропускания, измеренного при 70-метровом пролетном расстоянии с разрешением ~ 1,8 мксек/м.

Методика измерения пропускания описана в [5]. Порошок природной серы марки ОСЧ-14-4 (особой чистоты) были заполнены три цилиндрических контейнера с внутренним диаметром ~ 25 мм и длиной ~ 50 мм. Толщина образца серы была (0,442 ± ± 0,003) ядер/барн. В таблице приведены полученные для полного сечения σ_t результаты в зависимости от энергии нейтронов. Для контроля нами измерено и полное сечение ванадия. Чтобы

восстановить энергетическую зависимость полного сечения рассеяния природного ванадия (учесть эффект химической связи), из полученных значений полного сечения было вычтено сечение захвата. В настоящее время сечение захвата ванадия при $E_n = 0,0253 \text{ эВ}$ определено с высокой точностью, оно равно $(5,08 \pm 0,025)$ барн. Предполагалось, что сечение захвата пропорционально $E^{-1/2}$.

Сечение рассеяния серы измерялось по отношению к ванадию по времени пролета с пролетным расстоянием $\sim 5,7 \text{ м}$ и разрешением $\sim 5 \text{ мксек/м}$. Методика описана в [6]. Образец серы — дюралюминиевый цилиндр, заполненный порошком серы, как и при измерениях полного сечения, диаметр образца $\sim 30 \text{ мм}$, его толщина $0,0259 \text{ ядер/барн}$, стенки контейнера $\sim 0,1 \text{ мм}$. Ванадиевый эталон-диск диаметром 30 мм имел толщину $(0,00686 \pm 0,00005)$ ядер/барн. Сечения рассеяния ванадия приведены в таблице I. В этой же таблице приведены полученные значения сечения рассеяния для серы.

Вычитая эти сечения из полных, получим сечения поглощения для серы: $\sigma_a = \sigma_t - \sigma_s$.

Полученное нами значение сечения поглощения в тепловой точке самое малое по сравнению с ранее известными результатами. Непосредственные измерения [7] сечений поглощения обладают большими ошибками и в пределах ошибок в большинстве не противоречат нашему значению. В случае получения сечения поглощения из данных по пропусканию [1, 2, 3] не была учтена возможная энергетическая зависимость сечения рассеяния серы, обнаруженная нами в прямых измерениях. Расхождение с результатом, полученным в [4], не ясно.

Следует отметить, что к сожалению имеющиеся сведения и расчеты энергетической зависимости полных сечений рассеяния в области малых энергий не достаточны для полного анализа эффектов химической связи, что может приводить к ошибкам при косвенном получении данных о парциальных сечениях из измерения полных сечений.

Таблица 1.

E_n , эВ	Серa			Ванадий
	σ_t	σ_s	σ_a	σ_s
1	$1,048 \pm 0,007$	$0,955 \pm 0,01$	$0,093 \pm 0,012$	$4,75 \pm 0,06$
0,5	$1,077 \pm 0,007$	$0,962 \pm 0,01$	$0,115 \pm 0,012$	$4,75 \pm 0,06$
0,24	$1,145 \pm 0,008$	$0,991 \pm 0,01$	$0,154 \pm 0,012$	$4,76 \pm 0,06$
0,12	$1,214 \pm 0,008$	$1,013 \pm 0,01$	$0,201 \pm 0,013$	$4,78 \pm 0,06$
0,06	$1,323 \pm 0,008$	$1,031 \pm 0,01$	$0,292 \pm 0,013$	$4,80 \pm 0,06$
0,05	$1,333 \pm 0,009$	$1,030 \pm 0,01$	$0,303 \pm 0,014$	$4,82 \pm 0,06$
0,04	$1,393 \pm 0,009$	$1,050 \pm 0,01$	$0,343 \pm 0,014$	$4,82 \pm 0,06$
0,03	$1,462 \pm 0,010$	$1,062 \pm 0,01$	$0,400 \pm 0,015$	$4,82 \pm 0,06$
0,0253	$1,509 \pm 0,010$	$1,052 \pm 0,01$	$0,452 \pm 0,015$	$4,82 \pm 0,06$

В таблице 2 для сравнения приведены полные сечения, сечения рассеяния и поглощения серы, полученные в других работах и нами для энергии нейтронов 0,0253 эВ.

Таблица 2.

Работа	[2]	[3]	[4]	[7]	Настоящая работа
σ_t , барн	$1,62 \pm 0,16$	$1,9 \pm 0,1$		-	$1,509 \pm 0,010$
σ_s , барн	$1,0 \pm 0,1$	$1,31 \pm 0,09$	$0,9787 \pm 0,0050$	-	$1,057 \pm 0,010$
σ_a , барн	-	-	$0,53 \pm 0,01$	$0,52 \pm 0,03$	$0,452 \pm 0,015$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hughes P.J. et al. - Neutron Cross Sections, ILL-325 (1958).
2. Rainwater G.I. et al. - Phys. Rev. **73**, 733, (1948).
3. Kasper G., Atomkernenergie, **13**, 152 (1968).
4. Mosler L., Zeits. Phys. A **289**, 399 (1979).
5. Верлебин В.П. и др. - Ядерная физика, **26**, 1137 (1977).
6. Верлебин В.П. и др. - Атомная энергия, **34**, 355 (1973).
7. Stein I.R. - Neutron Cross Sections, v.1, ILL-325, Second ed., ILL (1967).

ПРЯМЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛООВОГО СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА
НЕЙТРОНОВ ДЕЙТРОНАМИ

В.П.Алфименков, С.Б.Борзаков, Во Ван Тхуан, Л.Б.Пикельнер,
Э.И.Шарапов

(ОИЯИ)

Сообщаются результаты прямых измерений сечения $\sigma_D(n_{th}, \gamma)$ с помощью $Ge(Li)$ -спектрометра. Проведено сравнение полученного значения $\sigma_D = 476 \pm 20$ мкб с другими экспериментальными результатами, а также с теорией, учитывающей роль мезонов в ядрах,

The results of the direct measurements of the $\sigma_D(n_{th}, \gamma)$ capture cross section, made with $Ge(Li)$ -spectrometer, are reported. The comparison is given between the final value $\sigma_D = 476 \pm 20$ μ b and the previous experimental data, as well as with a theoretical result, taking into account the mesons in nuclei.

Аккуратное определение эффективного сечения радиационного захвата тепловых нейтронов дейтронами σ_D представляет интерес как для фундаментальных вопросов нейтронной физики, так и для практических приложений нейтронных сечений для ядерной технологии. Между тем имеющиеся данные о σ_D противоречивы. Наиболее точные значения: $0,57 \pm 0,01$ [1] и $0,520 \pm 0,009$ мб [2] получены активационным методом по выходу трития. Прямые измерения гамма-лучей из реакции $D(n, \gamma)$ с помощью кристаллов $NaI(Tl)$ дали еще более расходящиеся результаты: $0,60 \pm 0,05$ [3] и $0,353 \pm 0,035$ мб [4]. Значение $\sigma_D = 0,37 \pm 0,12$ мб, основанное на измерении [5] диффузионной длины нейтронов в тяжелой воде, приведено в работе [6]. В такой ситуации нами были предприняты измерения с помощью $Ge(Li)$ -спектрометра. Предварительный результат первой серии измерений сообщен в [7].

Измерения выполнены методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем при средней мощности 20 квт и частоте повторений нейтронных всплесков 4 с^{-1} . Пролетное расстояние до детектора равнялось 33 м. Гамма-лучи с энергией 6,26 МэВ

из реакции $D(n, \gamma)$ измерялись германиевыми детекторами (объемом 55 см^3 и 40 см^3 в I и II серии измерений соответственно), расположенными на расстоянии 16 см от образца. Образцом служила тяжелая вода, налитая в стеклянный (во II серии графитовый) стакан объемом 250 см. Стакан был окружен цилиндрической защитой из ${}^6\text{LiF}$ (1 см), предотвращавшей выход тепловых нейтронов из образца. Амплитудный спектр импульсов детектора анализировался во временном окне, соответствующем энергии нейтронов от 100 до 15 мэВ.

Сечение σ_D измерялось относительно "хлорного стандарта" - известного сечения для парциального выхода I_γ гамма-квантов с энергией $E_{ce} = 6,11 \text{ МэВ}$ в реакции $\text{Cl}(n, \gamma)$. Согласно работе [8] $I_\gamma = 0,198 \pm 0,005$, что при полном сечении захвата $33,2 \pm 0,5 \text{ б}$ соответствует парциальному сечению $\sigma_{ce} = 6,57 \pm 0,19 \text{ б}$. Предпочтение этому стандарту перед более точным - сечением n_p -захвата с выходом линии $E_H = 2,23 \text{ МэВ}$ - было отдано в связи с тем, что энергия E_{ce} весьма близка к исследуемой. Это устранило необходимость измерения энергетического хода эффективности детектора.

Хлор вводился в тяжелую воду в виде соли NaCl в количестве до нескольких граммов. Это существенно повышало фон под линией E_D . Поэтому измерения проводились в два этапа: сначала измерялся выход E_D -линии относительно линии E_H с образцом D_2O , в который была введена примесь H_2O , а затем в этом образце растворялась соль NaCl и измерялся выход E_{ce} -линии относительно той же линии E_H . В такой постановке эксперимента протонная линия является мониторинговой, а измеряемой величиной является отношение σ_D / σ_{ce} .

Экспериментальные спектры второй серии измерений в интервале энергий $E_\gamma = 5 \div 6 \text{ МэВ}$ приведены на рисунке. Обработались хорошо изолированные линии двойного вылета D'' и ce'' . Наличие широких "фоновых" интервалов по обе стороны измеряемых линий позволило надежно учесть уровень фона. Результаты двух серий измерений собраны в таблице I вместе с величинами, характеризующими использованные образцы.

Таблица I

Данные двух серий измерений величины $\bar{\sigma}_D/\bar{\sigma}_{ce}$

Серии	Объем образца, см ³	H ₂ O, %	NaCl, г	$\bar{\sigma}_D/\bar{\sigma}_{ce}$ 10 ⁻⁵
I	247,5	3,47	1,000	7,41 ± 0,37
2	220	8,6	4,000	7,10 ± 0,30

Среднее из двух серий измерений для отношения сечений составило $\bar{\sigma}_D/\bar{\sigma}_{ce} = (7,25 \pm 0,23) \cdot 10^{-5}$.

Это значение, измеренное для эффективного нейтронного спектра, справедливо для любой энергии нейтронов в предположении, что сечение захвата для хлора и дейтерия следует одному и тому же закону $1/v$. Соответствующее сечение захвата тепловых ($v = 2200$ м/с) нейтронов дейтронами (полученное с использованием $\bar{\sigma}_{ce} = 6,57 \pm 0,19$ бн) равно: $\bar{\sigma}_D = 476 \pm 20$ мкбн. Приводимая стандартная ошибка $\bar{\sigma}_D$ включает как ошибку измерения величины $\bar{\sigma}_D/\bar{\sigma}_{ce}$, так и точность сечения $\bar{\sigma}_{ce}$ [8].

Сравнивая результат настоящей работы с прежними данными прямых измерений (600 ± 50 и 353 ± 35 мкбн), можно констатировать, что применение детектора высокого разрешения позволило повысить точность $n\gamma$ -метода измерения $\bar{\sigma}_D$. Точность данных, полученных с помощью кристаллов NaI(Tl), по-видимому, несколько переоценена. Обращаясь к определению $\bar{\sigma}_D$ из измерений диффузионной длины L , следует проанализировать не только данные работ [5] и [6], но и другие результаты. Использование значений L из [9], [10], [5] и современных данных о транспортной длине нейтронов в D₂O и сечениях $\bar{\sigma}_H$, $\bar{\sigma}_D$, ведет к средневзвешенному результату $\langle \bar{\sigma}_D \rangle = 440 \pm 45$ мкбн. Это значение, результат данной работы и величины $\bar{\sigma}_D$ из активационных измерений приведены в таблице 2.

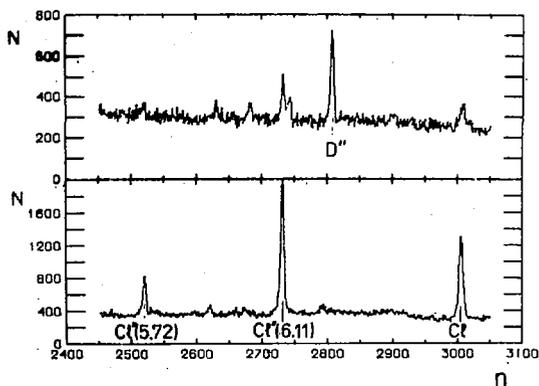
Таблица 2

Результаты измерений сечения $\bar{\sigma}_D$ различными методами

Метод	Диффузная длина	Прямой, $n\gamma$	Активация
$\bar{\sigma}_D$, мкбн	440 ± 45	476 ± 20	570 ± 10 520 ± 9

Сравнивая данные таблицы 2, можно заключить, что величина 570 ± 10 мкбн из активационных измерений, по-видимому, завышена и ее точность не соответствует приведенной ошибке. Рассматривая второе значение σ_D из активационных измерений, результат настоящей работы и усредненную величину из измерений диффузионной длины, можно сделать вывод о согласии между ними. Значение σ_D , полученное в данной работе, находится посередине и может быть рекомендовано в качестве табличного для различных применений. Сравнение результатов измерения σ_D тремя методами дает также основание для заключения о том, что реальная точность экспериментального значения σ_D находится в настоящее время на уровне 4%.

Представляет интерес и сравнение экспериментального значения σ_D с теоретическими оценками. Позднейшая из них $\sigma_{теор} = 520 \pm 50$ мкбн [11] сделана в рамках микроскопической теории с использованием простого сепарабельного приближения нуклон-нуклонного потенциала при решении уравнения Фаддеева для трехнуклонной задачи. $M1$ -переход в реакции $D(n, \gamma)$ на тепловых нейтронах разрешен лишь при наличии примесей D -состояния (с орбитальным моментом $L = 2$) и S' -состояния (состояния смешанной симметрии с $L = 0$) в волновой функции ядра трития, а также при наличии мезонных обменных токов. Результат $\sigma_{теор} = 520$ мкбн соответствует учету всех этих факторов, причем D -состояние и механизм однопионного обмена вносят в это значение по 115 мкбн каждый, добавляемые только к дублетной компоненте захвата. В этой связи необходим эксперимент с поляризованными нейтронами и поляризованной дейтронной мишенью для отдельного определения дублетной и квартетной компонент сечения захвата нейтронов дейтронами.



Участки спектров гамма-лучей в районе пиков
двойного вылета 6,26 и 6,11 МэВ для образцов
 D_2O (вверху) и $ZrO + NaCl$ (внизу);
 n - номер канала амплитудного анализатора;
 N - число отсчетов детектора за 90 часов
(вверху) и 10 часов (внизу)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Merrit J.S., Taylor J.G.V., Boyd A.M. - Nucl. Sci. Eng. 1968, v. 34, p. 195
2. Kaplan L., Ringo G.R., Wilzbach K.E. - Phys. Rev. 1952, v. 87, p. 785
3. Journey E.T., Motz H.T. - Report ANL-6797, 1963, p. 236
4. Trail C.C., Raboy S. - Report ANL-6797, 1963, p. 247
5. Sargent B.W. et al. - Canad. J. Res., 1947, v. A25, p. 134
6. Neutron Cross Section BNL-325, Suppl. 2nd edit., 1964
7. Alfimenkov V.P. et al. - Bull. Amer. Phys. Soc. 1979, v. 24, p. 873
8. Stelts N.L., Chrien R.E. - Nucl. Instr. Meth. 1978, v. 155, p. 223
9. Reactor Handbook, ed. Soodak H. 1962, v. III, N.-Y. London
10. Blumann N.P. - Nucl. Sci. Eng. 1962, v. 14, p. 179
11. Hadjimichael E. - Phys. Rev. Lett. 1973, v. 31, p. 183

К СИСТЕМАТИКЕ УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

К. Недведж, Ю. П. Попов

(ИФЛУ, ПНР; ОИЯИ)

Для широкого круга ядер проанализированы зависимости экспериментальных сечений радиационного захвата нейтронов при энергии 30 кэВ от числа нейтронов в ядре-мишени, энергии связи нейтрона, плотности уровней. На основе наблюдаемых закономерностей появляются дополнительные критерии оценки экспериментальных данных об усредненных сечениях, плотности уровней, полных радиационных ширинах, а также возможность более обоснованного предсказания усредненных сечений для других ядер, например, радиоактивных.

An analysis is performed for several nuclei on the dependence of experimental radiative neutron capture cross sections at 30 keV on the number of neutrons in the target nucleus, neutron binding energy and level density. The regularities observed allow to derive additional criterion for estimating experimental data on averaged cross sections, level density, total radiative widths as well as to make a more grounded predictions on averaged cross sections for a wider range of nuclei, radioactive nuclei in particular.

1. С точки зрения поиска новых закономерностей, а также получения дополнительных возможностей в оценке экспериментальных данных по усредненным сечениям радиационного захвата нейтронов представляется интересным попытаться систематизировать имеющиеся значения экспериментальных сечений при энергии нейтронов 30 кэВ. Выбор энергии обусловлен, с одной стороны, тем, что здесь имеется наибольшее число экспериментальных сечений, а с другой стороны, тем, что здесь еще отсутствует неупругое рассеяние нейтронов, нерегулярно искажающее плавные зависимости сечений захвата, кроме того при $E_n = 30$ кэВ основной вклад в сечение дает захват только s - и p -нейтронов.

2. Изотопный ход сечений. Зависимость усредненных сечений радиационного захвата нейтронов при энергии 30 кэВ от числа нейтронов в ядре-мишени представлена на верхней части рис. I (в основном данные из компиляции [1] и работ [2], [3]). Здесь

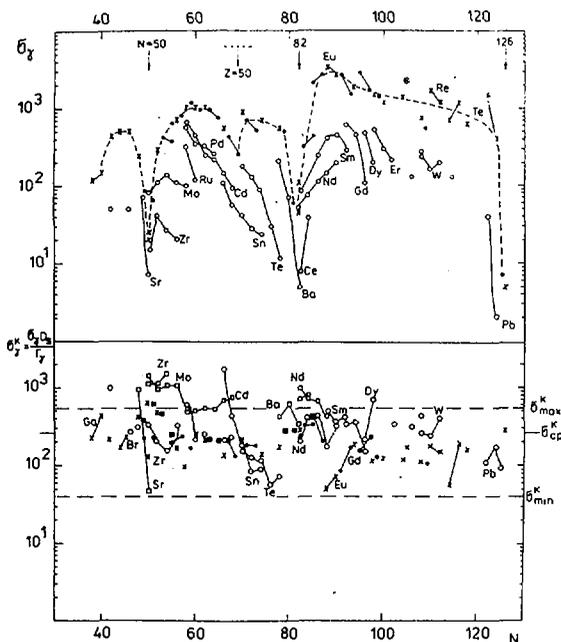


Рис. I

светлые кружки относятся к четно-четным изотопам, черные кружки - к четно-нечетным (по Z и N) и крестики - к нечетно-четным. Последние две группы ядер хорошо ложатся на общую плавную кривую (пунктир) с резкими минимумами для магических чисел нейтронов $N = 50, 82$ и 126 и менее резкими для $Z = 50$. (На меньшем экспериментальном материале такие зависимости строились и ранее, например, [4]). Для четно-четных изотопов в пределах одного элемента характерно, как правило, плавное спадание сечения с ростом N . Однако вблизи магических значений N зависимость искажается более быстрым спаданием сечений по мере приближения к магическому N (см., например, изотопы Zr, Mo, Nd, Sm).

В значительной мере такой ход сечений связан с изменением среднего расстояния между уровнями \mathcal{E}_i , несмотря на то что имеется некоторая компенсация более слабым изменением Γ_0 - полной радиационной ширины. Чтобы проиллюстрировать это, на рис. I внизу представлены величины "кинематических" сечений

$$\sigma^k(n, \gamma) = \langle \sigma(n, \gamma) \rangle \cdot \mathcal{D}_s / \Gamma_\gamma = 2\pi^2 \lambda^2 \cdot C.$$

Здесь C - некоторый коэффициент, зависящий от вкладов s - и p -нейтронов в суммарное сечение захвата для данного ядра. Анализируя формулу статистической теории для $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle$, можно показать, что C меняется от 0,3 ($\Gamma_n^s \sim \Gamma_\gamma$, $\sigma_\gamma^k(\ell = 1) = 0$) до 4 ($\Gamma_n^s \gg \Gamma_\gamma$, $\Gamma_n^p \gg \Gamma_\gamma$), т.е. $\sigma_{max}^k(n, \gamma) = 540$ мб, $\sigma_{min}^k(n, \gamma) = 40,6$ мб. Как видно из рис.1, "кинематические" сечения колеблются от ядра к ядру значительно меньше (в пределах порядка величины), чем обычные. Отметим также, что границы, задаваемые значениями σ_{max}^k и σ_{min}^k (пунктирные линии), представляют собой довольно реальные верхние и нижние оценки экспериментальных кинематических сечений. Исключением, пожалуй, являются квадратики - значения $\sigma^k(n, \gamma)$, построенные по последним данным Мусгрова и др. [5]. Для этих данных характерны завышенные по сравнению с данными других авторов значения \mathcal{D}_s и наличие $\Gamma_\gamma^p > \Gamma_\gamma^s$, что приводит к подъему $\sigma^k(n, \gamma)$ в 2-4 раза (ср. квадратики и кружки, например, для Zr и Nd).

Отметим, что среднеквадратичный разброс величин $\sigma^k(n, \gamma)$ для четно-четных, четно-нечетных и нечетно-четных ядер относительно своих средних значений 432, 219 и 205 мб составляет соответственно $\sim 80\%$, 40% и 60% .

3. Систематика по энергии возбуждения. На рис.2 изображены в качестве примера зависимости сечений от энергии связи нейтрона B_n для двух типов ядер - (а) олова и гадолиния (вдали от магических N) и (б) изотопов молибдена ($N \approx 50$) и самария ($N \approx 82$). В случае (а) точки для четно-нечетных изотопов ложатся на общую прямую с четно-четными изотопами, если из B_n вычесть энергию спаривания Δ_n [5] (сдвиг вдоль горизонтального пунктира), т.е. зависимость сечений для изотопов от $U = B_n - \Delta_n$ будет иметь линейный вид с близким наклоном для элементов из разных областей по A . В случае (б) - близости к магическим N (изотопы Mo и Sm) ход зависимости иной. Однако и здесь прямая с наклоном, как и для случая (а), соединяет изотопы с близкими значениями параметра a , пропорционального плотности одночастичных состояний [5] (вертикальными прямыми соединены заметно различающиеся экспериментальные сечения, полученные разными авторами для одного и того же ядра). Весьма вероятно, что искажение линейной зависи-

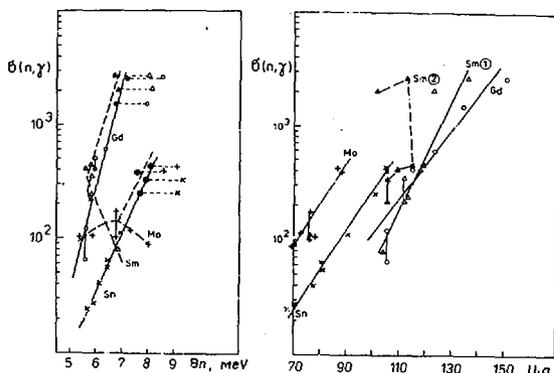


Рис. 2 и 3

мости $\lg \sigma(n, \gamma) = \text{const} \cdot U$ связано с существенным изменением параметра a в изотопном ходе для данного элемента. Причины таких изменений величин a для изотопов Sm и др. рассматривались в работе [6], где авторы связывают их с оболочечными эффектами. Анализ показывает, что для всех элементов, где параметр a от изотопа к изотопу меняется слабо, наблюдаются линейные зависимости логарифмов сечений от величины U .

Поскольку согласно модели ферми-газа для плотности уровней сечение можно записать в виде:

$$\langle \sigma(n, \gamma) \rangle \sim \rho(U) \sim \frac{a}{(aU)^{3/4}} \cdot \exp 2(aU)^{1/2},$$

представляется интересным исследовать зависимость экспериментальных сечений от произведения Ua , особенно для элементов вблизи магических чисел N и Z , где величина a существенно меняется. Для трех элементов из разных областей атомных весов такие зависимости представлены на рис.3. Мы воспользовались величинами a и U для элементов Mo , Sn , $Sm(2)$ и Gd из обзора Дилга и др. [17], а в случае $Sm(I)$ — значениями a из [6]. Точки для Mo , Sn и $Sm(I)$ действительно иллюстрируют экспоненциальную зависимость сечений от произведения Ua . В то же время точки $Sm(2)$ лежат не столь регулярно. Это связано с использованием другого набора величин a . Аналогичные нерегулярности можно было бы про-

демонстрировать и для других элементов. Поэтому актуальным остается вопрос о повышении точности определения параметра α . Возможно, что построение зависимостей $\sigma(n,\gamma) = f(U,\alpha)$ позволит в ряде случаев оценить надежность данного набора параметров α .

Продemonстрированные выше закономерности изменения усредненных сечений радиационного захвата нейтронов в зависимости от различных ядерных характеристик представляются нам весьма полезными как при оценке имеющихся экспериментальных данных, так и при оценке сечений для не исследованных еще ядер, особенно осколков деления и других радиоактивных ядер, удаленных от области бета-стабильности.

Список литературы

1. D.I.Garber, R.R.Kinsey "Neutron Cross Sections", v.II, BNL-325, 3rd Ed. New York, 1976.
2. Кононов В.Н., Орлов Б.Д., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М. - ЯФ, 26, 947, 1977 и ЯФ, 27, 10, 1978.
3. A.R.de L.Musgrove, B.J.Allen, J.W.Boldeman, R.L.Macklin. In: Neutron Physics and Nuclear Data", p.449, Harwell, 1978.
4. R.L.Macklin, J.H.Gibbons, T.Inada. Phys.Rev., 129, 2695, 1963.
Бергман А.А., Исаков А.И., Казарновский М.В., Попов Ю.П., Шапиро Ф.Л. - "Pulsed Neutron Research", v.I, p.671 IAEA, 1965.
5. Бор С, Мотгельсон В. - "Структура ядра", т.1, "Мир", Москва, 1971.
6. Фурман В.И., Попов А.В. - Препринт ОИЯИ, P4-3925, Дубна, 1968.
7. W.Dilg, W.Schantl, H.Vonach, M.Uhl. Nucl.Phys.A217, 269, 1973.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$ и $^{57}\text{Fe}(\gamma, n)^{56}\text{Fe}$
БЛИЗИ ПОРОГА

А.И.Абрамов, В.Я.Китавев, А.В.Рогов, М.Г.Юткин

(ФЭИ)

Проведено измерение сечения реакции (γ, n) на изотопах Fe-56 и Fe-57 в интервале энергий нейтронов от 1 до 100 кэВ. Разработан подход к анализу резонансов методом формы. Полученные значения радиационной и нейтронной силовых функций сравниваются с расчётами в рамках полумикроскопической теории ядерных реакций.

The (γ, n) reaction cross sections for Fe-56 and Fe-57 have been measured in the energy range 1 to 100 keV. An approach to the resonance analysis based on the form-method was developed. The deduced radiation and neutron strength functions are compared with the results of calculations in the frames of the half-microscopic theory of nuclear reactions.

Данная работа посвящена анализу результатов исследования спектров фотонейтронов из реакции (γ, n) на изотопах ^{56}Fe и ^{57}Fe .

Измерения фотонейтронных спектров проводились на спектрометре нейтронов по времени пролёта [1,2]. Основные параметры спектрометра: длительность и амплитуда импульсов тока на тормозной мишени соответственно 0,3 мксек и 30ма; частота импульсов тока 1500гц; длина пролётной базы 43,8м. Энергетическое разрешение спектрометра составляло примерно 12нсек·м⁻¹. Фотонейтроны регистрировались борным жидкостным сцинтилляционным детектором в совокупности со схемой разделения импульсов от нейтронов и гамма-квантов [3]. В данной серии измерений использовались образцы ^{56}Fe (природный образец, содержание ^{56}Fe -91,7%) массой 485г и диаметром 7,5см и ^{57}Fe (изотопный состав: ^{57}Fe -95,1%, ^{56}Fe -2,2%, ^{58}Fe -2,7%) массой 209г и диаметром 5см. Статистическая точность измерения экспериментальных спектров в каждой точке была не хуже 10%.

Для получения значений силовых функций экспериментальные фотонейтронные спектры обрабатывались путем анализа резонансов по

методу формы. В основу методики обработки положен байесовский подход, описанный в работе [4].

Предполагалось, что резонансная структура описывается суммой кривых Брейта-Вигнера. Оценка вклада интерференционных эффектов показала, что в данном случае их можно не принимать во внимание. Сечение для отдельного резонанса имеет вид:

$$\sigma(E) = \frac{C \Gamma}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} + A_0, \quad (I)$$

где C - площадь под резонансом, деленная на 2π ; Γ - полная ширина и E_0 - энергия максимума резонанса; A_0 - некоторая подложка, введенная для согласования уровня фона под резонансами. (Т.к. $\Gamma_n \gg \Gamma_{nc}$, мы полагали, что $\Gamma_n \approx \Gamma$). С помощью набора из этих четырех величин и осуществлялась параметризация исходной кривой. Все расчёты проводились в лабораторной системе координат, а окончательные результаты были переведены в систему координат центра масс. Переход от лабораторной системы к системе центра масс для фотонейтронной реакции нами подробно описан в работе [5].

Результаты обработки экспериментальных фотонейтронных спектров представлены в табл. I и 2, в которых приведены только те параметры (в системе центра масс), по которым рассчитывались нейтронная силовая функция S_n и силовая функция для перехода гамма-квантов в основное состояние $S_{\gamma n}$. В обоих случаях выбор энергии

Резонансные параметры уровней ^{57}Fe Таблица I

$E_{oi}, \text{кэВ}$	$\Gamma_{ni}^0, \text{эВ}$	$\delta\Gamma_{ni}^0, \text{эВ}$	$C_i, \text{барн эВ}$	$\Gamma_{\gamma oi}, \text{эВ}$	$\delta\Gamma_{\gamma oi}, \text{эВ}$
60,94	0,351	0,336	1,480	0,143	0,013
56,10	0,108	0,105	1,470	0,142	0,014
51,97	3,760	3,607	0,192	0,018	0,010
48,64	0,225	0,224	0,467	0,045	0,010
44,63	6,700	6,141	0,123	0,012	0,005
41,82	0,076	0,071	0,663	0,064	0,010
37,69	1,113	1,073	0,270	0,027	0,007
35,64	9,590	9,198	0,065	0,006	0,004
33,97	0,004	0,032	0,549	0,053	0,006
28,70	1,280	1,208	0,409	0,040	0,015
26,85	5,330	2,049	1,407	0,136	0,027
21,57	1,710	1,476	0,300	0,029	0,009

тического интервала производился по линейным участкам кривой зависимости $\Sigma\Gamma_{ni}^0$ от энергии, что позволяло исключить возможность пропуска отдельных резонансов.

Таблица 2

Резонансные параметры уровней ^{56}Fe

E_{0i} , кэВ	Γ_{ni}^0 , эВ	$\delta\Gamma_{ni}^0$, эВ	C_i , барн·эВ	$\Gamma_{\gamma 0i}$, эВ	$\delta\Gamma_{\gamma 0i}$, эВ
31,52	0,14	0,224	0,298	0,020	0,004
27,35	7,48	1,949	1,700	0,116	0,016
23,74	2,54	2,651	0,719	0,049	0,009
20,97	2,44	2,341	0,476	0,032	0,005
15,97	0,33	0,346	0,196	0,013	0,002
14,74	0,51	0,959	0,087	0,006	0,002
11,90	0,97	1,591	0,083	0,006	0,003
11,23	0,98	1,444	0,151	0,010	0,004
10,53	0,22	0,141	2,630	0,180	0,008
9,61	1,22	0,656	0,753	0,051	0,012
9,16	1,72	0,970	0,800	0,055	0,012
7,70	2,36	1,109	0,383	0,026	0,006
7,10	1,10	1,273	0,300	0,020	0,009
5,94	1,70	1,584	0,216	0,015	0,011
4,52	1,50	0,927	0,222	0,015	0,004
3,89	1,60	1,086	0,147	0,010	0,005
2,57	0,63	0,548	0,232	0,016	0,006

При расчёте силовых функций была использована методика, изложенная в работе [6]. Согласно этой методике наиболее вероятное значение нейтронной силовой функции вместе с ошибками

$$S \begin{matrix} +\Delta S^+ \\ -\Delta S^- \end{matrix} = q \begin{matrix} +Kq^+ - q^*(K - \delta K) \\ -q^*(K + \delta K) + Kq^- \end{matrix}, \quad (2)$$

где

$$K = \frac{\sum_{i=1}^n \Gamma_{ni}^0}{\pi \sum_{i=1}^n \mathcal{D}_i^2}, \quad (3)$$

$$\delta K \approx \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\delta \Gamma_{ni}^0)^2}{\pi \sum_{i=1}^n \mathcal{D}_i^2}}. \quad (4)$$

Здесь Γ_{ni}^0 — приведенная нейтронная ширина резонанса; \mathcal{D}_i — расстояние между двумя соседними резонансами; $\delta \Gamma_{ni}^0$ — абсолютная ошибка

Γ_{ni}^0 ; q^* — наиболее вероятное значение плотности распределения силовой функции $\omega(q)$, в q^+ и q^- определяют полуширину этого распределения, т.е. находятся из условия $\omega(q^\pm) = 1/2 \cdot \omega(q^*)$.

Мы распространили выводы работы [6] на получение значения силовой функции $S_{\gamma 0}$, предположив, что распределение ширины $\Gamma_{\gamma 0 i}$ описывается распределением Портера-Томаса. В этом случае величины K и δK в уравнении (2) будут иметь вид:

$$K = \frac{\sum_{i=1}^n \Gamma_{\gamma 0 i}}{\sqrt{\pi \sum_{i=1}^n \mathcal{Q}_i^2}} = \frac{\frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^n C_i}{\sqrt{\pi \sum_{i=1}^n \mathcal{Q}_i^2}}; \quad (5)$$

$$\delta K \approx \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\delta \Gamma_{\gamma 0 i})^2}{\pi \sum_{i=1}^n \mathcal{Q}_i^2}}, \quad (6)$$

где λ_γ — приведенная длина волны фотонов тормозного излучения; \mathcal{Q} — статистический фактор; $\delta \Gamma_{\gamma 0 i}$ — абсолютная ошибка величины $\Gamma_{\gamma 0 i}$.

При расчёте S_n и $S_{\gamma 0}$ предполагалось, что все приведенные в табл. I и 2 резонансы обусловлены захватом ядрами ^{56}Fe и ^{57}Fe электрического дипольного излучения Е1 и распадом соответствующих уровней компаунд-ядра на основное состояние ядра-остатка посредством эмиссии s -нейтронов. Результаты расчётов $S_{\gamma 0}$ и S_n по формуле (2), а также число резонансов, вошедших в расчёт, сведены в табл. 3.

Таблица 3

Исследуемый элемент	Число резонансов n	$S_n \cdot 10^{+4}$	$S_{\gamma 0} \text{ эксп.} \cdot 10^{+5}$	$S_{\gamma 0} \text{ расч.} \cdot 10^{+5}$
^{56}Fe	17	7,42 ^{+6,05} -3,85	1,74 ^{+1,16} -0,65	17,9 ^{+12,5} -7,9
^{57}Fe	12	7,05 ^{+7,95} -5,51	1,66 ^{+1,31} -0,74	0,7 ^{+0,5} -0,1

В крайней правой колонке табл. 3 приведены результаты расчётов $S_{\gamma 0}$ в рамках оболочечного подхода к теории ядерных реакций, который изложен в докладе [7].

Сравнение полученных значений S_n и $S_{\gamma 0}$ с результатами других экспериментальных и теоретических работ показывает, что величины S_n для составных ядер ^{56}Fe и ^{57}Fe хорошо согласуются с известной систематикой нейтронных силовых функций, однако для ^{57}Fe

наблюдается превышение примерно в 2,5 раза над результатами измерений S_n в нейтронных реакциях [8]. Это расхождение связано, возможно, с различием энергетических интервалов, в которых проводились измерения. Радиационные силовые функции для ^{57}Fe хорошо согласуются с результатами других работ и с расчётами, проведенными с учётом валентного механизма фотоядерных реакций [7], тогда как для ^{56}Fe наши результаты также в пределах ошибок согласуются с другими экспериментальными данными [9], но сильно расходятся с результатом расчёта. Более детально возможности данного направления исследований фотоядерных реакций обсуждаются в работе [7].

Список литературы

1. Абрамов А.И., Китаев В.Я., Юткин М.Г. - Ядерная физика, 1974, т.20, с.438.
2. Абрамов А.И., Китаев В.Я., Рогов А.В., Юткин М.Г. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, т.39, с.1754.
3. Китаев В.Я. и др. - ПТЭ, 1976, №5, с.70.
4. Ваньков А.А. - Препринт ФЭИ-486, 1974.
5. Китаев В.Я., Рогов А.В., Абрамов А.И. - Препринт ФЭИ-916, 1979.
6. Miradyan H.V. and Adamchuk Yu.V. - Nuclear Phys., 1965, v. 68, p.549.
7. Абрамов А.И., Губа В.Г., Китаев В.Я., Рогов А.В., Урин М.Г., Юткин М.Г. - О парциальных радиационных силовых функциях нейтронных резонансов. Доклад, представленный на настоящей конференции.
8. Allen B.G. et al. - Nuclear Phys., 1976, v. A 269, p. 408.
9. Gackson H.E. - Proc. of the International Conference of Photo-nuclear Reactions and Applications, Asilomar, USA, 1973, p. 817.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОТНОШЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ
ВТОРИЧНЫХ ГАММА-ПЕРЕХОДОВ В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Ю.П.Попов, А.М.Суховой, В.А.Хитров, Д.С.Язвickий
(ОИЯИ)

В результате измерений и анализа данных ряда работ по изучению интенсивностей вторичных гамма-переходов резонансного захвата S -нейтронов на ядрах из области $94 \leq A \leq 190$ показано, что флуктуации отношений интенсивностей вторичных гамма-переходов из области $4S$ -максимума силовой функции систематически превышают величины, предсказанные на основе статистической теории.

Both measuring results and analysis of data given by some papers on the intensity study of secondary γ -transitions in resonance S -neutron capture by nuclei with $94 \leq A \leq 190$ has shown that fluctuations of secondary γ -transitions intensity ratio from $4S$ -maximum strength function are permanently higher those predicted within the statistical theory.

Низколежащие возбужденные состояния ядра-продукта, возникающего в реакции (n, γ) на средних и тяжелых ядрах, заселяются преимущественно каскадными переходами с захватного состояния. Поскольку заселение идет многими путями, интенсивности

γ -переходов с таких состояний мало флуктуируют от резонанса к резонансу. Этот факт используется в хорошо известном методе идентификации спинов нейтронных состояний по отношениям интенсивностей мягких γ -переходов. Мягкие γ -переходы между низколежащими уровнями можно использовать также для обнаружения эффектов, противоречащих предсказаниям статистической модели, причем следует ожидать, что на этих переходах указанные эффекты могут оказаться более заметными, чем на прямых жестких переходах, где эффекты маскируются сильными портер-томассовскими флуктуациями парциальных радиационных ширин. В работах [1] и [2] измеренные флуктуации вторичных переходов в компаунд-ядрах ^{148}Sm , $^{176,177}\text{Lu}$ оказались большими, чем ожидаемые на осно-

ве статистической модели.

Ранее мы сообщали [3], что наблюдаемые флуктуации в ядре ^{150}Sm , находящемся в районе максимума силовой функции для S -нейтронов, превышают ожидаемые, тогда как в ядрах $^{112,114}\text{Cd}$, лежащих в минимуме силовой функции, они оказались близки к расчетным. Аналогичное различие в поведении заселенностей низколежащих состояний было получено в работе [4] для пары составных ядер ^{96}Mo и ^{158}Gd .

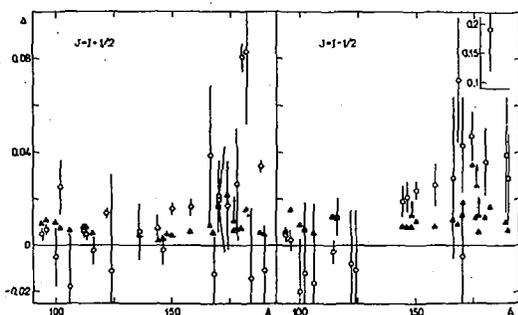
В дополнение к этим данным были проанализированы флуктуации интенсивностей вторичных γ -переходов по результатам работ других авторов. Методика обработки экспериментальных данных подробно описана в [3] и состояла в следующем. Методом максимального правдоподобия на основе соотношения $\sigma_{\rho\gamma i}^2 = \sigma_{i\lambda}^2 - \sigma_{st i\lambda}^2$ определялась дисперсия $\sigma_{\rho\gamma i}^2$, обусловленная флуктуациями ширины γ -переходов, которыми заселяются исследуемые уровни. В этом соотношении $\sigma_{i\lambda}^2$ - полная дисперсия экспериментально измеренного отношения $R_{i\lambda}$, а $\sigma_{st i\lambda}^2$ - дисперсия, определяемая статистикой числа отсчетов в пиках i -ой пары γ -переходов резонанса номер λ ; $\sigma_{\rho\gamma}^2$ определялась отдельно для резонансов обоих спинов $\gamma^\pm = I \pm I/2$.

С расчетными значениями сравнивалась величина

$$\Delta_3 = \left\langle \frac{\sigma_{\rho\gamma i}}{\langle R_{i\lambda} \rangle_\lambda} \right\rangle_i \frac{1}{\sqrt{D}}. \quad (I)$$

Скобки в (I) означают усреднение по соответствующей переменной; фактор $1/\sqrt{D}$ уменьшает зависимость от числа каскадов; D - среднее экспериментальное расстояние между резонансами. Теоретическое значение Δ_M (аналогичное Δ_3) вычислялось на основе статистической модели по методике, описанной в [1,2]. При этом использовались известные экспериментальные данные об интенсивностях переходов на уровни с малой энергией возбуждения и о схемах их γ -распада. Сопоставление Δ_3 и Δ_M проведено на рисунке.

В случаях малой статистической точности величин $R_{i\lambda}$ при $\sigma_{\rho\gamma}^2 \ll \sigma_{st}^2$ часть определяемых дисперсий $\sigma_{\rho\gamma}^2$ оказывается отрицательной. Этим значениям (условно) мы сопоставили отрицательные Δ_3 . Порядок ожидаемой величины Δ_3 в этом случае можно оценить, сравнивая Δ_3 и его ошибку, приведенную на рисунке.



Экспериментальные (кружки) и расчетные (треуголь-
ники) значения величины Δ ; A - атомный вес сос-
тавного ядра.

Можно отметить следующее:

1. Выбранная в виде (I) величина Δ_M оказалась мало меняющейся в широкой области атомных весов. Исключение составляют ядра ^{96}Mo , ^{170}Tm , ^{174}Yb , ^{182}Ta , в которых согласно эксперименту в заселение исходного уровня вносят существенный вклад прямые переходы с резонансного состояния, причем Δ_M для ^{182}Ta примерно в 2 раза превышает значения Δ_M соседних ядер, а для ^{174}Yb - примерно в 4 раза.

2. Для резонансов со спином J^- значения Δ_z систематически превышают Δ_M в районе $A > 140$, для J^+ такой эффект, видимо, выражен слабее.

Наибольшее превышение Δ_z над Δ_M наблюдается на составных ядрах ^{180}Hf [5] и ^{182}Ta [6]. Для этих ядер имеется также максимальное расхождение между интенсивностями некоторых вторичных γ -переходов I_γ , измеренными в тепловой точке, и расчетными значениями для резонансов обоих спинов. Данные об этих переходах приведены в таблице. Заметим, что значительное превышение Δ_z над Δ_M наблюдается или для тех переходов, у которых экспериментальные значения интенсивностей в тепловой точке превосходят расчетные (ядро ^{182}Ta), или же для переходов, которым непосредственно предшествуют переходы с интенсивностью, превышающей расчетную. В ядре ^{180}Hf переходу 215 кэВ предшествует переход 1065 кэВ с завышенной интенсив-

ность; значение Δ_3 для отношения $R=I(332)/I(215)$ более, чем в 10 раз превышает Δ_M , но для $R=I(408)/I(332)$ $\Delta_3 < \Delta_M$. Оба перехода и 332 кэВ и 408 кэВ не связаны с "аномально" сильным переходом 1065 кэВ.

Ядро	E кэВ	I_γ^*	I_γ расчетное		Δ_3/Δ_M		Структура исходного уровня [7,8]
			γ^+	γ^-	γ^+	γ^-	
^{180}Hf	215	34,5	83	67	II	II	
	332	9,2	37	12	II	II	
	408	1,8	0,3	0,7	< I	< I	
	1065	27	2,6	3,0			
^{182}Ta	173	18	8,2	4,0			[624]† - [510]†
	270	32	3,3	7,4	5	II	[404]‡ + [512]‡ [404]‡ - [512]‡

* Значения I_γ даны в количестве квантов на 100 захватов.

Одновременное усиление и величины самой заселенности и ее флуктуаций для отдельных уровней некоторых ядер можно объяснить тем, что в этих случаях γ -распад происходит через какие-то выделенные состояния, например, предположить, что эти состояния имеют большую компоненту одночастичного $4S$ -состояния. В этом случае усиление вероятности каскадов, идущих через эти выделенные состояния, должно происходить как за счет увеличения парциальных ширин первичных MI-переходов из резонансов на "выделенные" состояния, так и за счет усиления EI-переходов на низколежащие состояния, содержащие большую компоненту состояния $3p$. Однако эти предположения еще требуют экспериментальной проверки.

Список литературы

1. Алдея Л., Бечварж Ф., Гуинх Тхыонг Хьеп, Пospшил С., Тележников С.А. - ОИЯИ, P3-7885, Дубна, 1974.
2. Aldea L., Becvar F., Guinh Thyong Hiep, Pospisil S., Telezhnikov S.A. - Czech. J. Phys., B28, 17 (1978).
3. Попов Д.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвический Ю.С. - ОИЯИ, P3-II243, Дубна, 1978. "Нейтронная физика", ч.2, стр. 281. (Материалы IV Всесоюзной конференции по нейтронной физике). Москва, ЦНИИАтоминформ, 1977.

4. Попов Ю.П., Суковой А.М., Хитров В.А., Язвицкий Ю.С. - ОИЯИ, РЗ-12750, Дубна, 1979.
5. Coceva C., Corvi F., Giacobbe P., Stefanon M.-CNEN-RT/FI(70)55.
6. Rihs P., Axman H.P., Murray J., Thomas B.W.-Nucl.Phys.,A198,430(1972).
7. Zeitz J.I., Sheline R.K. - Phys.Rev. C6, 506 (1972).
8. Nuclear Data Sheets, v.14, 559 (1975).

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
ПО γ -ЛУЧАМ

Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, М.Кралик, Нгуен Данг Ноан,
С.Поспшил, С.А.Тележников

(ОИЯИ)

Описывается метод изотопической идентификации нейтронных резонансов, основанный на анализе зависимости выхода γ -лучей фиксированного перехода от энергии нейтронов. На его основе изучены резонансы изотопов ^{154}Gd и ^{156}Gd . Для резонанса 9,41 эВ ядра ^{154}Gd получена верхняя оценка $\Gamma_n < 8,5$ мкэВ. Найденны новые резонансы 80,15 и 109,9 эВ ядра ^{156}Gd .

A method for isotopic assignment of neutron resonances is described, which is based on an analysis of a capture γ -ray yield for a fixed radiative transition and various neutron energies. With the help of this method the resonances of the ^{154}Gd and ^{156}Gd nuclei were studied. For the 9.41 eV resonance of the ^{154}Gd target an upper limit of Γ_n equal to 8.5 μeV was obtained. New resonances at 80.15 and 109.9 eV were found for the ^{156}Gd target.

Одним из вопросов нейтронной спектроскопии является идентификация нейтронных резонансов для элементов, имеющих сложный изотопный состав. Традиционный метод решения этого вопроса основан на сопоставлении спектров пропускания нейтронов мишенями с разным обогащением отдельными изотопами. Эти спектры представлены обычно как зависимости пропускания нейтронов от времени их пролета. Аналогичный метод состоит в том, что измеряется зависимость от времени пролета выхода γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов. Но применение этих методов не дает надежных результатов в случае, когда резонансы изотопа с малым содержанием в естественной смеси перекрываются с резонансами других, значительно более распространенных изотопов.

Более надежный способ идентификации резонанса данного изотопа основан на обнаружении γ -переходов из реакции (n, γ) на изотопе. В этом случае надо измерять спектр

γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов с энергиями из области исследуемого резонанса. Однако в условиях перекрытия резонансов разных изотопов затруднено получение правильных энергий резонансов.

Здесь предлагается метод, который с помощью относительно простой процедуры позволяет получать зависимость от времени пролета выхода γ -лучей, соответствующих определенной линии в γ -спектре, с полной дискриминацией всех остальных γ -лучей, в том числе и γ -лучей, проявляющихся в спектре как комптоновская подложка. Если при этом выбирать линию изучаемого изотопа, в полученной временной зависимости практически исключается влияние других изотопов.

Для обеспечения полной дискриминации необходимо выбирать достаточно интенсивную линию, изолированную по энергии от остальных линий γ -спектра.

Для осуществления изотопической идентификации предлагаемым методом предполагается, что имеется двумерная информация о времени пролета нейтронов и об энергии γ -лучей. Процедура заключается в отборе трех спектров по времени пролета: спектра для γ -лучей из узкой области энергий, включающей только выбранную линию, и двух спектров из областей выше и ниже ее по энергии, используемых для учета фона. Эти две области выбираются так, чтобы внутри них по возможности не было γ -линий. Искомую зависимость выхода γ -лучей выбранной линии можно получить в виде временного спектра из линейной комбинации трех указанных спектров с коэффициентами, зависящими от ширины и взаимного расположения областей. Кроме того, для каждой точки полученного спектра можно вычислить также величину ее стандартной ошибки.

Эффективность предлагаемого метода демонстрируется на практических примерах определения резонансов изотопов ^{154}Gd и ^{156}Gd среди резонансов других изотопов Gd . Измерения проводились на реакторе ИБР-30 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ с разрешением 70 нс/м. В качестве мишени применялись два образца Gd_2O_3 с обогащением 55% по изотопу ^{154}Gd и 95,5% по изотопу ^{156}Gd .

На рис. I приводится сравнение двух спектров по времени пролета из реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$: (а) - спектр выхода γ -лучей с энергией $E_\gamma > 4300$ кэВ и (б) - спектр выхода γ -лу-

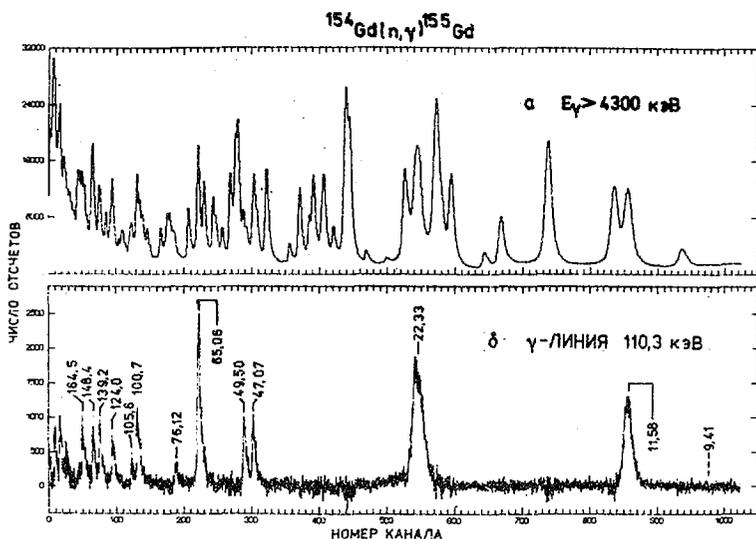


Рис.1. Зависимость выхода γ -лучей от времени пролета нейтронов; ширина канала 1 мкс; а - γ -лучи с $E_\gamma > 4300$ кэВ; б - γ -линия 110,3 кэВ. Энергии резонансов ^{154}Gd указаны в эВ.

чей, соответствующих линии 110,3 кэВ из данной реакции после вычета фона по указанной выше процедуре. Из спектра (б) получена оценка верхнего предела нейтронной ширины для резонанса с энергией 9,41 эВ. Эта оценка равна 8,5 мкэВ, что противоречит значению $\Gamma_n = 30 \pm 3$ мкэВ, приведенному в [1]. Таким образом, наши результаты указывают на то, что резонанс 9,41 эВ с такой шириной Γ_n в реакции $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$, по-видимому, не существует.

На рис.2 приводится сравнение полученных спектров из реакции $^{156}\text{Gd}(n,\gamma)^{157}\text{Gd}$: (а)-спектр выхода γ -лучей с энергиями $E_\gamma > 4000$ кэВ и (б)-спектр выхода γ -лучей, соответствующих линии 410,0 кэВ из данной реакции.

На рис.3 приведен γ -спектр из резонанса 33,23 эВ той же реакции, на котором указаны области, использованные для получения спектра (б) на рис.2.

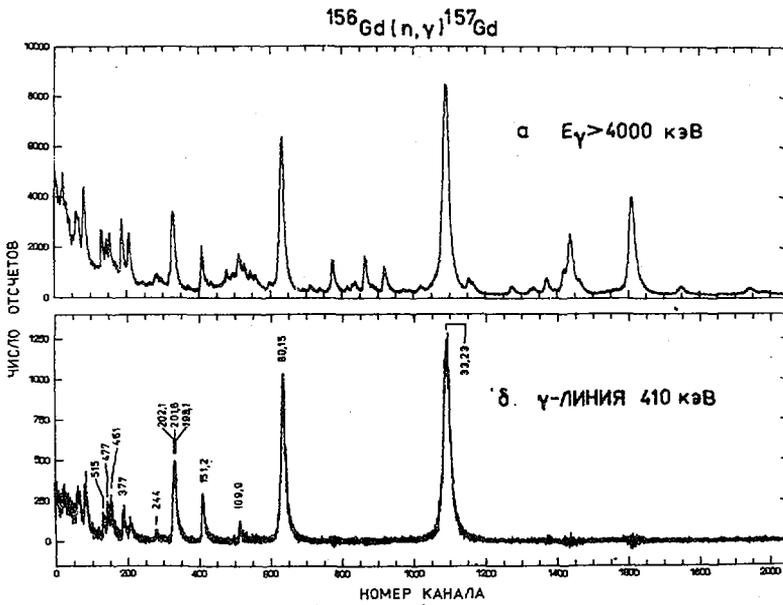


Рис.2. Зависимость выхода γ -лучей от времени пролета нейтронов; ширина канала 0,5 мкс: а - γ -лучи с $E_\gamma > 4000$ кэВ, б - γ -линия 410,0 кэВ. Энергии резонансов ^{156}Gd указаны в эВ

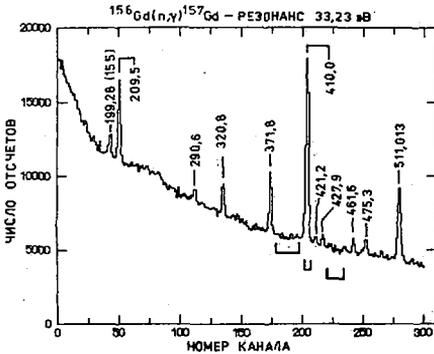


Рис.3. Спектр мягких γ -лучей из резонанса 33,23 эВ ядра ^{156}Gd . Энергии γ -переходов указаны в кэВ. Скобками обозначены три области для вывода временных спектров.

Следует отметить, что в спектре (б) на рис.2 четко проявляются два резонанса 80,15 и 109,9 эВ, которые не приведены в [1]. Отсутствие информации об этих резонансах, по-видимому, обусловлено тем, что в районе первого резонанса расположены резонанс 80,9 эВ ядра ^{155}Gd и резонанс 81,48 эВ ядра ^{157}Gd , а в районе второго - резонанс 109,6 эВ ядра ^{155}Gd и резонанс 110,5 эВ ядра ^{157}Gd [1].

Литература

- I. Mughabghab S.F.; Garber D.I. Neutron Cross Sections, vol.1. Resonance Parameters. BNL-325, 3rd.Ed., Brookhaven National Laboratory, Upton, 1973.

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$ НА ИЗОЛИРОВАННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, М.Кралик, Нгуен Данг Нюан,
С.А.Тележников

(ОИЯИ)

Измерялись γ -спектры из 15 изолированных резонансов реакции $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$. Найдены 34 первичных γ -перехода в ядре ^{155}Gd . В ряде случаев однозначно определена четность конечных уровней. Проводился анализ корреляций парциальных ширин. Найдены статистически достоверные корреляции между $\Gamma_{\gamma f}$ и $\Gamma_{\lambda 0}$, которые интерпретируются в рамках квазичастично-фононной модели.

Spectra of γ -rays from 15 isolated resonances of the $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$ reaction were measured. The 34 primary γ -transitions in ^{155}Gd were observed. In a number of cases the parity was unambiguously ascribed to the final levels. The analysis of the width correlation was done. The statistically significant correlations between $\Gamma_{\gamma f}$ and $\Gamma_{\lambda 0}$ were found. They are interpreted in the frame of the quasi-particle-phonon model.

Спектры γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов ядрами ^{154}Gd , измерялись на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем в качестве бустера в сочетании с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40. Использовалась мишень весом 29,7 г из окиси Gd_2O_3 , обогащенной до 55% по изотопу ^{154}Gd . Разрешение по времени пролета нейтронов составляло 70 нс/м. Гамма-кванты регистрировались $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором с чувствительным объемом $\approx 20 \text{ см}^3$. Двумерная информация об энергии γ -квантов и о времени пролета нейтронов записывалась в виде 24-разрядных слов на магнитные ленты ЭВМ РДР-II/20. Сортировка экспериментальных данных проводилась на ЭВМ ЕС-1010. Методика получения данных приведена в [1]. В результате сортировки были накоплены спектры γ -лучей из 15 изолированных резонансов ^{154}Gd с энергиями 11,58; 22,33; 47,07; 49,50; 65,06; 76,12; 100,7; 105,6; 124,0; 139,2; 148,4; 164,5; 170,4; 211,0 и 224,0 эВ. Для получения интенсивностей переходов γ -спектры обрабаты-

Таблица I

Настоящая работа			β-распад ^{77/}		(d, d) ^{5/}		(n, γ) ^{8/}		Заключение		
E _γ ^{a)}	I _γ ^{d)}	E _f	E _f	E _f	E _f	E _f	E _f	J ^π	J	π	
(кэВ)		(кэВ)	(кэВ)	(кэВ)	(кэВ)	(кэВ)	(кэВ)				
6435,6	18,4 ± 1,9	0	-	0	3/2 ⁻	0	3/2	0	3/2 ⁻	3/2	-
6329,5	2,9 ± 2,0	106,1	+	105,30	3/2 ⁺			105,31	3/2 ⁺	3/2	+
6166,2	-1,0 ± 1,9	269,4	+	268,61	3/2 ⁺			268,57	3/2 ⁺	3/2	+
6148,4	15,7 ± 2,1	287,2	-	286,96	3/2 ⁻			287,00	3/2 ⁻	3/2	-
				367,7	1/2 ⁺			367,63	1/2 ⁺	1/2	+
				423,2	1/2 ⁻						
6006,2	1,4 ± 1,9	429,4	+	427,2	3/2 ⁺			427,24	3/2 ⁺	3/2	+
				450,6	3/2 ⁻			450,6	3/2 ⁻	3/2	-
5984,5	22,7 ± 2,2	451,0	-					451,37	3/2 ⁻	3/2	-
5876,1	11,2 ± 2,2	559,5	-	559,29	1/2 ⁻	557	1/2	559,21	1/2 ⁻	1/2	-
5842,8	11,7 ± 2,3	592,7	-	592,07	3/2 ⁻	590	3/2	592,14	3/2 ⁻	3/2	-
5820,2	17,3 ± 2,3	615,4	-	614,78	3/2 ⁻	612	3/2	614,90	3/2 ⁻	3/2	-
5620,3	7,7 ± 2,3	815,3	(-)			813	(9/2)			1/2, 3/2	(-)
5434,5	6,9 ± 2,5	1001,1								1/2, 3/2	
5422,3	16,5 ± 2,6	1013,3	-					1013,34	3/2 ⁻	3/2	-
5305,0	10,7 ± 2,5	1130,6	-			1132		1129,94	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	1/2, 3/2	-
5295,4	7,6 ± 2,6	1140,2	(-)			1144				1/2, 3/2	(-)
5202,0	7,3 ± 2,7	1233,6 ^{g)}								1/2, 3/2	
5187,8	4,6 ± 2,7	1247,8				1250				1/2, 3/2	
5141,4	5,9 ± 2,7	1294,2				1290				1/2, 3/2	
5108,9	-0,1 ± 2,7	1326,6				1327				1/2, 3/2	
5101,7	8,1 ± 2,7	1333,9 ^{h)}	(-)							1/2, 3/2	(-)
5084,9	8,9 ± 2,8	1350,7	(-)							1/2, 3/2	(-)
5075,5	10,0 ± 2,8	1360,0	(-)			1361				1/2, 3/2	(-)
5046,5	3,1 ± 3,0	1389,1				1391				1/2, 3/2	
5036,3	4,6 ± 3,5	1399,3								1/2, 3/2	
4962,7	4,5 ± 3,0	1472,8 ^{h)}				1472				1/2, 3/2	
4902,0	2,0 ± 2,9	1533,6								1/2, 3/2	
4885,4	0,9 ± 2,9	1550,2 ^{h)}								1/2, 3/2	
4674,4	5,3 ± 2,7	1761,2								1/2, 3/2	
4637,6	6,7 ± 3,4	1797,9								1/2, 3/2	
4613,7	9,2 ± 3,4	1821,8 ^{h)}	(-)							1/2, 3/2	(-)
4591,9	3,2 ± 3,4	1843,7 ^{h)}								1/2, 3/2	
4500,0	-1,0 ± 3,5	1935,6								1/2, 3/2	
4447,7	-0,4 ± 3,6	1987,9								1/2, 3/2	
4356,0	6,3 ± 3,8	2079,6								1/2, 3/2	
4307,9	5,2 ± 3,9	2127,7								1/2, 3/2	

а) ΔE = ±1 кэВ.

б) Относительные единицы, где I_γ(262,4 кэВ)=100;

в) Значение π заключено в скобки, когда оно определено на уровне достоверности 99%.

г) Уровень наблюдался в реакции (d, t) [5].

д) Уровень наблюдался в реакции (d, p) [5].

вались на ЭВМ СДС-6500 по программе LINFIT [2]. Площади пиков от вторичных γ -лучей с энергиями 110,3; 163,0; 262,4 и 287,0 кэВ служили в качестве нормировки интенсивностей первичных γ -переходов на число захваченных нейтронов.

Было найдено 34 жестких перехода с энергией $E_\gamma > 4300$ кэВ, принадлежавших реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$. Каждый из этих переходов достаточно четко проявлялся хотя бы в одном из резонансов. Энергии и усредненные по всем резонансам интенсивности приведены в табл. I. Предполагается, что все изучаемые резонансы - s-резонансы, и что все наблюдаемые переходы являются дипольными. Таким образом, уровням ядра ^{155}Gd , заселяемым первичными переходами, можно приписать спин $J^\pi = 1/2$ или $J^\pi = 3/2$. На основании анализа усредненных интенсивностей в некоторых случаях удалось однозначно определить четность уровней. Для этого использовались следующие предположения: а) средняя интенсивность M1-переходов в 7 раз меньше, чем интенсивность E1-переходов [3]; б) интенсивности в отдельных резонансах подчиняются χ^2 -распределению с $\nu = 1$; в) энергетическая зависимость усредненных интенсивностей E1-переходов описывается моделью гигантского дипольного резонанса [4].

В табл. I приводится сравнение полученных результатов с результатами из реакций [5,6] и β -распада [7]. Из этого сравнения видно, что в настоящей работе удалось ограничить значения J^π для I4 раньше известных уровней и найти 10 новых уровней с $J = 1/2, 3/2$.

Нами не наблюдался переход на уровень 423,2 кэВ. Согласно данным в [7] этот уровень был определен как одноквазичастичное состояние $n 510^+$. Переход на уровень 423,2 кэВ не наблюдался также в работах по захвату тепловых нейтронов [6] и нейтронов с энергиями 2 и 24 кэВ [8]. Большая величина усредненной интенсивности перехода на уровень 1130,6 кэВ позволила с достоверностью $> 99,9\%$ приписать этому уровню значения $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$, что противоречит заключению работы [6], в которой приводится $J^\pi = 3/2^+, 5/2^+$.

В настоящей работе проводился анализ корреляций радиационных ширин. С этой целью для набора II самых сильных резонансов вычислялся усредненный коэффициент корреляции $R = \langle \rho_f \rangle_f$. Здесь ρ_f - коэффициент корреляции между

парциальными радиационными ширинами $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ и приведенными нейтронными ширинами $\Gamma_{\lambda p}^0$; индекс λ обозначает резонанс, а f - уровень ядра ^{155}Gd . Усреднение проводится по некоторому набору уровней.

Согласно квазичастично-фононной модели [9] наиболее благоприятными случаями для наблюдения R-корреляции в N-нечетных ядрах-продуктах являются E1-переходы на уровни ротационных полос, построенных над одноквазичастичными состояниями. По сравнению с ними, переходы на уровни полос состояний типа "квазичастица + фонон" должны обладать уменьшенной R-корреляцией.

Результаты, представленные в табл.2, указывают с высокой достоверностью на существование R-корреляции. Однако ввиду того что основной эффект связан с переходами на уровни, принадлежащие полосам, построенным над состояниями типа "квазичастица + фонон", результаты табл.2 не укладываются удовлетворительно в рамки модели [9]. Тем не менее следует отметить, что само существование истинной R-корреляции для полосы Б и состояния 592 кэВ (см. табл.2) находится в согласии с моделью [9], и что настоящие данные не исключают существования истинной R-корреляции для перехода на основное состояние в пределах $0 < R \lesssim 0,4$. Из-за малого набора ширин статис-

Таблица 2
R-корреляция в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$

Набор уровней а)	Число ширин	R	Достоверность
A	II	+ 0,086	68%
B	22	+ 0,664	99,80%
B	II	+ 0,635	96,2%
A,B,B	44	+ 0,512	99,83%

- а) Введены следующие обозначения:
 А - основное состояние $n\ 521\uparrow$;
 Б - уровни 559 и 615 кэВ, принадлежащие полосе, построенной над состоянием "квазичастица + фонон" $\{n\ 521\uparrow, 2^+\}$ [8];
 В - состояние "квазичастица + фонон" $\{n\ 521\uparrow, 0^+\}$, 592 кэВ [2].

тические неопределенности оценок R -корреляции велики. Поэтому не исключена возможность, что истинное значение R -корреляции для перехода на основное состояние больше, чем значения корреляции для полосы Б и состояния 592 кэВ. Таким образом, пока преждевременно формулировать категорические выводы относительно справедливости квазичастично-фонной модели ^{19/} для реакции $^{154}\text{Gd} (n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бечварж Ф., Гонзатко Я., Косина З., Кэлдер М., Тележников С.А., Чех Я. - Сообщения ОИЯИ, В1-13-11351, В1-13-11352, Дубна, 1977.
Becvar F. Nucl.Instr.Meth., 63, 591 (1979).
2. Becvar F., Chrien R.E., Wasson O.A. Nucl.Phys., A236, 173 (1974).
3. Bollinger L.M. International Conference on Photonuclear Reactions and Applications (ed.B.L.Berman), Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, p.783, 1973.
4. Brink D.M. Argonne National Laboratory Report ANL-6797, Argonne, 1963.
5. Kroger L.A., Reich C.W., Nucl.Data Sheets, 15, 409 (1975).
6. Stoffl W. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (ed.R.E.Chrien and W.R.Kane). Plenum Press, N.Y., p.769, 1979.
7. Meyer R.A., Gunnik R., Lederer C.M., Browne E. Phys.Rev.C13, 2466 (1976).
8. Reich C.W. Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy (ed.R.E.Chrien and W.R.Kane) Plenum, N.Y., p.105, 1979).
9. Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 3, 770 (1972).

ИЗУЧЕНИЕ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{186}Re С ПОМОЩЬЮ РЕАКЦИИ
 $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ НА ИЗОЛИРОВАННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, М.Кралик, Нгуен Данг Нюан,
Т.Стадников, С.А.Тележников

(ОИЯИ)

Измерены спектры первичных γ -лучей в изолированных резонансах реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ и получены выводы о спине и четности для 121 уровня ядра ^{186}Re с возбуждением ниже энергии 1850 кэВ. Больше половины этих уровней наблюдалось впервые.

Spectra of γ -rays, belonging to isolated neutron resonances of the $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ reaction were measured. Conclusions concerning the spin and parity assignment of the 121 levels in ^{186}Re nucleus below the excitation 1850 keV were drawn. More than half of these levels were observed for the first time.

Имеющаяся до настоящего времени информация об уровнях ядра ^{186}Re была получена в измерениях реакций (d, p) , (d, t) , а также в реакциях (n, γ) и (n, e^-) на тепловых нейтронах. Наиболее полные сведения об уровнях ядра ^{186}Re приведены в работах [1, 2]. Заключение о спине и четности части этих уровней оказалось невозможным сделать, используя только экспериментальные данные и общие принципы, а было необходимо ввести модельные представления о структуре низколежащих уровней и некоторые предположения о систематических свойствах мягких $M1$ - и $E1$ -переходов при распаде этих уровней.

В настоящей работе приведены результаты определения спина и четности уровней ядра ^{186}Re на основе анализа спектров γ -лучей из резонансов реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$.

Измерения проводились на импульсном реакторе ИБР-30 Лаборатории нейтронной физики. Для определения спина и четности

уровней ядра ^{186}Re были отобраны спектры γ -лучей из 24 резонансов. Относительные интенсивности первичных γ -лучей $I_{\lambda f}$, где λ обозначает резонанс, а f - конечный уровень, были получены после нормировки на число захваченных нейтронов, мерой которого для каждого спектра считалась площадь пика вторичного перехода с энергией 214,62 кэВ. В анализ включались лишь первичные переходы, надежно зарегистрированные хотя бы в одном спектре. Для определения спина и четности конечных уровней ядра ^{186}Re анализировались интенсивности первичных переходов $\langle I_{\lambda f} \rangle_{\lambda}$, усредненные по двум наборам резонансов - по набору 10 резонансов с $J^{\pi} = 2^{+}$ и набору 14 резонансов с $J^{\pi} = 3^{+}$. В этом анализе учитывались статистические свойства интенсивностей $I_{\lambda f}$. Были использованы следующие предположения: а) в спектрах наблюдаются только первичные E1- и M1-переходы; б) интенсивность первичного перехода $I_{\lambda f}$ флюктуирует от резонанса к резонансу по χ^2 -распределению с $\nu = 1$; в) энергетическая зависимость усредненных интенсивностей $\langle I_{\lambda f} \rangle_{\lambda}$ переходов типа E1 описывается моделью гигантского дипольного электрического резонанса [3]; г) величина усредненной интенсивности M1-переходов в 7 раз меньше усредненной интенсивности E1-переходов [4]; д) анализируемый переход не является дублетом. Из а) следует, что в резонансах с $J^{\pi} = 2^{+}$ заселяются уровни с $J = 1, 2, 3$, а в резонансах с $J^{\pi} = 3^{+}$ уровни с $J = 2, 3, 4$.

Была устранена энергетическая зависимость интенсивностей (см. в)). В результате этого были получены приведенные интенсивности $I_{\lambda f}^{\circ}$ и их усредненные по резонансам значения $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda}$. Методом максимального правдоподобия сделана оценка генерального среднего $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda f}$ для E1-переходов в двух наборах резонансов с $J^{\pi} = 2^{+}$ и $J^{\pi} = 3^{+}$. При этом учитывалось влияние чувствительности эксперимента к наблюдению отдельных переходов. Значения $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda}$ для каждого перехода в двух наборах резонансов сравнивались с соответствующими значениями $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda f}$ и из сравнения делались выводы о спине и четности конечного уровня. Если интенсивность перехода $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda}$ на конечный уровень f была существенно выше значения $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda f}$ и не попадала в интервал доверия 0,1-99,9%, такой переход считался дублетом и исключался из дальнейшего анализа.

Значения энергии, спина и четности уровней ядра ^{186}Re

E_f (кэВ)	π	J^{π}	E_f (кэВ)	π	J^{π}	E_f (кэВ)	π	J^{π}	E_f (кэВ)	π	J^{π}
0	-	1	871,3 ^{***}	-		1163,0	(-)	1(2,3)	1458,1	-	2,3(4)
54,9	-	2,3	879,3	-	2,3	1173,6 ^{***}	-		1462,9	-	2,3(1)
99,1	-	2,3	888,4	-	4(2,3)	1185,0	-	2,3	1476,0 ^{***}	-	
145,4	-	2,3	889,8	-	1,2,3	1194,1	(-)	2,3,4	1525,7	-	4(2,3)
173,7	-	4	895,0	-	2,3,4	1197,9	-	2,3	1531,4	-	2,3
210,6	-	2,3	901,8	-	2,3	1219,1	-	1	1538,8	-	1,2,3
268,6	-	4(2,3)	913,6	-	2,3	1225,8	-	1,2,3	1545,0 ^{***}	-	
273,8	-	4	923,7	-	2,3	1232,0	-	2,3(4)	1550,9	-	1,2,3
315,5	-	1	930,0 ^{***}	-		1242,1	-	2,3	1566,6	(-)	2,3,4
322,1	-	2,3	935,5	-	2,3	1248,5 ^{***}	-		1572,1	-	1,2,3
350,4	+	1,2,3	936,3	-	1	1261,3	(-)	1(2,3)	1575,8	-	2,3,4
374,1	-	2,3	946,4	-	2,3	1271,8	-	2,3,4	1591,6	-	2,3(4)
424,7	+	2,3,4	975,0 ^{***}	-		1275,3	(-)	1,2,3	1627,3	-	2,3,4
470,2 ^{***}	-	2,3	988,8	-	2,3	1285,4	-	2,3(1)	1643,9	-	1,2,3
499,6	+	2,3,4	999,3	-	2,3,4	1297,5	-	1,2,3	1648,1	(-)	2,3,4
534,3	-	4	1004,8	-	2,3,4	1307,5 ^{***}	-		1662,1 ^{***}	-	
577,6	-	2,3	1015,0	-	2,3,4	1317,9	-	2,3,4	1667,8	-	2,3,4
588,7	-	4(2,3)	1019,4	-	1,2,3	1322,0	-	2,3	1672,8	-	1,2,3
624,1	-	1	1039,9	-	2,3,4	1351,7	(-)	4	1684,2	-	2,3,4
680,1	-	2,3	1042,9	-	1	1355,2	-	2,3	1696,5	-	2,3(1)
686,1	-	2,3,4	1046,9	-	2,3,4	1359,5	-	2,3,4	1711,1	-	2,3(4)
689,3	-	1	1053,4	-	1,2,3	1375,1	(-)	1,2,3	1719,1	-	2,3,4
753,7	-	2,3	1057,1	-	2,3	1385,3	-	2,3(4)	1758,0	-	2,3
751,2 ^{***}	-		1069,8	-	2,3	1392,7	-	2,3(4)	1794,0 ^{***}	-	
791,5	-	1(2,3)	1073,3	-	2,3	1398,8	-	1,2,3	1818,1	-	2,3,4
756,3 ^{***}	-		1097,1	-	4	1403,2	-	1(2,3)	1828,1	-	2,3,4
812,2	-	1	1102,9	-	2,3	1405,8	-	2,3,4	1839,9	-	1,2,3
819,1	-	2,3	1123,9	-	2,3	1419,4	-	2,3	1847,3	-	2,3(4)
826,2	-	4(2,3)	1141,9	-	2,3	1424,5	-	2,3			
857,9	(-)	2,3(1)	1151,3	-	4	1431,0	(-)	4(2,3)			
842,5	-	2,3(4)	1157,6	-	2,3,4	1450,1	-	1,2,3			

*) Приведенные значения спина справедливы при условии, что приписанное значение четности правильное.

***) Дублет.

****) Дублет по данным работы [2].

Результаты анализа для I2I уровня ядра ^{186}Re приведены в табл. В случаях, когда для данного уровня приведено несколько значений спина, значения без скобок считаются равноправными, а значения спина, взятые в скобки, опровергаются на уровне достоверности 99%. Значения спина, которые для данного уровня не приводятся, опровергаются на уровне достоверности 99,9%. Что касается значения четности уровней π , взятого в скобки, оно допускается на уровне достоверности 99%. Иначе, значение π допускается на уровне достоверности 99,9%.

В табл. не включены результаты анализа I5 слабых переходов. Их существование в ^{186}Re установлено менее надежно. Пять переходов из этих I5 по энергии совпадают с переходами в ядре ^{188}Re - это переходы с энергией 4522,8; 4764,4; 5224,4; 5521,6 и 5580,1 кэВ. Остальные переходы имеют следующие значения энергии: 4372,2; 4456,4; 4502,5; 4571,3; 4591,3; 4662,1; 4691,8; 4744,3; 4811,3 и 5099,5 кэВ. (Энергия связи нейтрона в ядре ^{186}Re равна 6179,0 кэВ).

Если сравнивать полученные результаты с данными из [1,2], необходимо подчеркнуть, что в настоящей работе найдено 67 новых уровней. Относительно тех уровней, которые были обнаружены ранее, можно отметить следующее:

1. В настоящей работе получены ограничения на значения спина и четности уровней 624,1; 680,1 и 819,1 кэВ.
2. Получено однозначное значение $J^\pi = 4^-$ для уровня 534,3 кэВ и более узкий диапазон $J^\pi = 4(2,3)^-$ для уровня 826,2 кэВ.
3. Объединение результатов настоящей работы с данными [2] дает более узкие диапазоны значений спина и четности $J^\pi = 2^+$, 3^+ ; $J^\pi = 3^+, 4^+$ и $J^\pi = 2^-$ для уровней 330,8; 424,1 и 577,6 кэВ соответственно.
4. В настоящей работе не наблюдались уровни I130,6, I137,3 и I767,3 кэВ (см. работу [2]).
5. В настоящей работе получено однозначное значение $J^\pi = I^-$ для уровня 315,5 кэВ. В работе [1] найдено для этого уровня $J^\pi = I^-(2^-)$, а в [2] дано значение $J^\pi = I^-$ без указания аргументов в пользу такого выбора. Приписка значения $J^\pi = I^-$ уровню 315,5 кэВ является дополнительным аргументом в пользу интерпретации этого уровня как состояния p402f-n503f

(см. [1,2]). Согласно нашим данным в резонансах с $J^\pi = 3^+$ с достоверностью отсутствует $E1$ -переход на конечные уровни в районе энергий $\approx 316-317$ кэВ. Можно поэтому заключить, что уровень $317,8$ кэВ, для которого в работе [2] найдено $J^\pi = 3^-, 4^-, 5^-$, имеет значение $J^\pi = 5^-$. Это заключение является аргументом в пользу интерпретации уровня $317,8$ кэВ как члена $J^\pi = 5^-$ ротационной полосы, построенной над состоянием $p402\uparrow + n512\downarrow$. Такая интерпретация предложена в [2].

Список литературы

1. Lanier R.G. et al. Phys.Rev., 178, 1919 (1969).
2. Glatz J. Z.Physik, 265, 335 (1973).
3. Brink D.M. International Conference on Nuclear Physics with Reactor Neutrons (ed.F.E.Throw). Argonne National Laboratory, ANL-6797, p.194 (1963).
4. Bollinger L.M. International Conference on Photonuclear Reactions and Applications (ed.B.L.Berman). Lawrence Livermore Lab., Livermore, 1973), p.783.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ И
 $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 24,5 КЭВ

Ю. Анджеевски, Во Ким Тхань, В.А. Вткирин, Ю.П. Попов,
В.П. Вертебный, В.А. Долгов, А.Л. Кириллик

(ОИЯИ, ИЯИ АН УССР)

На пучке фильтрованных железом нейтронов измерены усредненные сечения реакции (n, α) на ядрах ^{147}Sm и ^{143}Nd и спектры α -частиц. Сечения оказались равными 24 ± 6 мкб и 15 ± 4 мкб соответственно. Для ^{147}Sm отношение средних приведенных альфа-ширин для переходов на первое возбужденное и основное состояния равно $1,23 \pm 0,32$.

Averaged (n, α) cross sections were measured with the Fe filtered neutrons for the ^{147}Sm and ^{143}Nd nuclei as well as α -spectra. The cross sections appeared to be 24 ± 6 μb and 15 ± 4 μb , respectively. For the ^{147}Sm nucleus the ratio of mean reduced α -widths for the transition to the first excited state to that to the ground state is 1.23 ± 0.32 .

Настоящая работа является продолжением исследований реакции (n, α) на фильтрованных пучках нейтронов реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР. В работе [1] измерения проводились на нейтронах с $E_n = 2$ кэВ (скандиевый фильтр). Теперь пучок нейтронов со средней энергией 24,5 кэВ и с шириной спектра на полувысоте ~ 2000 эВ был получен с помощью железного фильтра (рис.1). Переход к диапазону энергий нейтронов $\sim 24,5$ кэВ дает возможность проверить выводы статистической теории о постоянстве среднего значения альфа-ширин, о равенстве средних приведенных альфа-ширин при переходе на первое возбужденное и основное состояния дочернего ядра в другой области энергий возбуждения ядра.

В отличие от проведенных недавно измерений сечений реакции (n, α) на нейтронах со средней энергией 30 кэВ из реакции $^7\text{Li}(p, n)^{6,3}\text{Li}$ данная методика позволяет получить большую величину потока нейтронов, что создает условия для

измерения α -спектров. Кроме того, спектр нейтронов из фильтра имеет полуширину порядка 2 кэВ, что, с одной стороны, довольно точно фиксирует среднюю энергию (в работах [2,3] спектр нейтронов простирался от 8 до 70 кэВ), а с другой стороны, позволяет получить хорошее усреднение по резонансам.

Методика. В эксперименте, как и ранее [1], использовалась цилиндрическая ионизационная камера с сеткой (рис.1), наполненная смесью аргона с метаном. Нормировка сечения реакции (n, α) проводилась по сечению реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$, которое было получено экстраполяцией теплового сечения, взятого из работы [4], по закону $1/v$ и принималось равным 0,95 б при $E_n = 24,5$ кэВ. Основные данные об использованных мишенях и о некоторых деталях эксперимента приведены в табл.1.

Таблица 1

Мишень	Обогащение (%)	Толщина (мг/см ²)	Время измерения (час.)
${}^{147}\text{Sm}_2\text{O}_3$	95,3	$0,22 \pm 0,01$	II5
${}^{143}\text{Nd}_2\text{O}_3$	95	$0,50 \pm 0,05$	II6
${}^6\text{LiF}$	$3,65 \pm 0,10^*)$	$0,10 \pm 0,01$	0,5

*) Содержание изотопа ${}^6\text{LiF}$ было измерено с помощью масс-спектрометрического анализа.

Для подавления фона нейтронов с энергией большей, чем 27 кэВ, в состав фильтра введены алюминий и сера, имеющие небольшие полные нейтронные сечения в области 24,5 кэВ. Соотношение компонентов фильтра было следующим: 30 см Fe + 40 см Al + 7 см S + 0,164 г/см² B . Максимальная интенсивность пучка нейтронов с $E_n = 24,5$ кэВ составляла $\sim 7 \times 10^6$ н/сек. Измерения эффекта проводились сериями по 17-20 часов, попеременно с измерениями фона и мониторингом пучка с помощью литевой мишени. Измерение фона проводилось путем установки в пучок титанового фильтра. Более подробно методика эксперимента описана в работе [5].

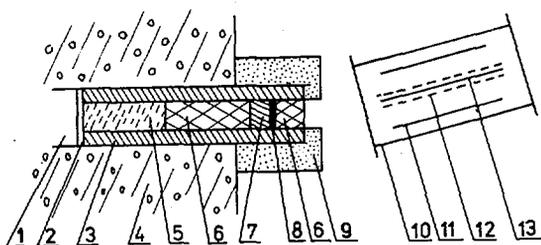


Рис. I. Схема эксперимента: 1 - горизонтальный канал реактора ВВР-М; 2 - борный фильтр; 3 - оправка комплекса F_2 - фильтра; 4 - биологическая защита реактора; 5 - F_2 - фильтр; 6 - Al - фильтр; 7 - S - фильтр; 8 - место для T_2 - фильтра; 9 - защита выносной части; 10 - цилиндрическая ионизационная камера; 11 - мишень Zm_2O_3 (или Nd_2O_3); 12 - сетка; 13 - центральный электрод.

Обсуждение результатов. Экспериментальные α - спектры реакции $^{147}Sm(n, \alpha)^{144}Nd$ и $^{143}Nd(n, \alpha)^{140}Ce$ приведены на рис. 2. Ниже показаны спектры фоновых измерений. На вставке к рис. 2б показан спектр из реакции $^6Li(n, \alpha)^7T$. Помимо калибровочных пиков урана и эффекта из реакции (n, α) на всех спектрах наблюдаются α - пики ^{218}Po и ^{214}Po - членов семейства радиоактивного распада урана, содержащихся в урановом источнике. В области энергий нейтронов порядка нескольких десятков килоэлектронвольт имеет значение реакция, вызываемая p - нейтронами. К сожалению, данные о p - волновой нейтронной и радиационной силовых функциях малочисленны и ненадежны. Для ядра ^{147}Sm по данным из работ [6, 7] можно получить оценку вклада p - нейтронов в сечение при энергии $E_n = 24,5$ кэВ, которая составляет 30%. Что касается ядра ^{143}Nd , то данные о его p - волновой функции еще беднее. Используя данные работы [8], мы оценили вклад p - нейтронов приблизительно 50%. Используя эти оценки, мы привели в табл. 2 значение $\langle \bar{\alpha}_f / D \rangle$ только для S - нейтронов.

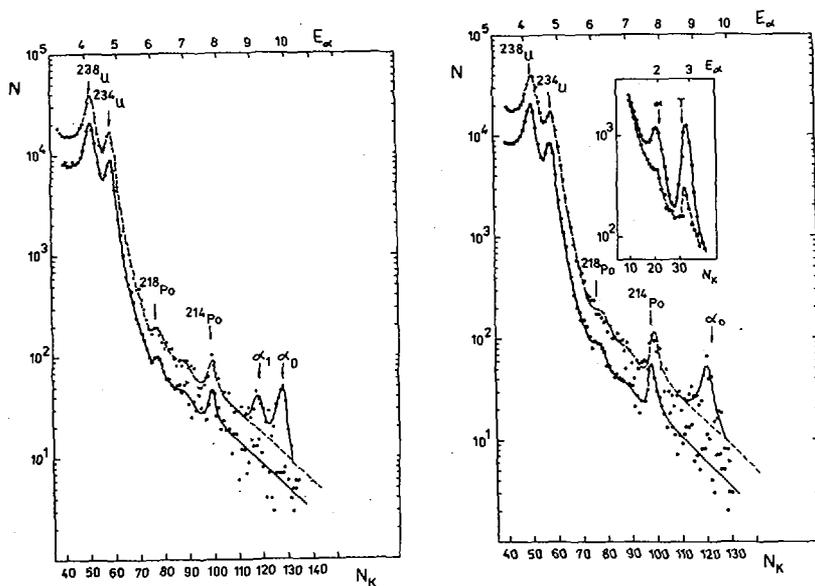


Рис.2. а - амплитудный спектр α -частиц из реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$, E_α в МэВ;
 б - амплитудный спектр α -частиц из реакции $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$.
 На вставке показан спектр из реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$.
 Время измерения 0,5 часов, E_α в МэВ.

В табл.2 приведены также полные сечения, измеренные ранее на нейтронах со средней энергией 30 кэВ, полученных из реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ [2,3].

Таблица 2

Ядро-мишень	α -переходы	N_α -площадь пика	$\sigma(n, \alpha_f)$ (мкрб)	$\sigma(n, \alpha)$ ($\bar{E}_n = 30$ кэВ)	$\langle \frac{E_\alpha}{D} \rangle 10^8$
147	α_0	176 ± 19	26 ± 6		$14,0 \pm 3,4$
	α_1	108 ± 21	16 ± 4		$10,0 \pm 2,4$
	$\sum \alpha_f$	329 ± 33	48 ± 12	32 ± 8	$28,0 \pm 7,2$
143	α_0	211 ± 27	15 ± 4	20 ± 3	$6,0 \pm 1,1$

Следует отметить, что наша методика позволила использовать в 15 раз более тонкие образцы, чем в работах [2] и [3]. Благодаря этому оказалось возможным разделить вклад альфа-пере-

ходов в ^{147}Sm и получить экспериментальную величину отношения средних приведенных α -ширин для переходов на первое возбужденное и основное состояния; она составляет $\langle \delta_{\alpha_1}^2 \rangle / \langle \delta_{\alpha_0}^2 \rangle = 1,23 \pm 0,32$.

Таким образом, эксперименты на пучке нейтронов, фильтрованном железом, дали новую информацию о α -распаде. К сожалению, корректное определение средних α -ширин в области энергии нейтронов 24,5 кэВ на сегодняшний день затруднено из-за отсутствия надежных данных о p -волновых нейтронной и радиационной силовых функциях (S_1 и S_{S_1}).

Список литературы

1. Вертебный В.П., Вторин В.А., Долгов В.А., Кирилук А.Л., Попов В.П., Федорова А.Ф. - ОИЯИ, РЗ-11392, Дубна, 1978.
2. Вторин В.А., Попов Ю.П., Салацкий В.И., Суховой А.М., Хуухэнхуу Г. - ОИЯИ, РЗ-10733, Дубна, 1977.
3. Попов Ю.П., Салацкий В.И., Хуухэнхуу Г. - ОИЯИ, З-12095, Дубна, 1979.
4. Mughabghab S.F., Garber D.I. BNL-325, 3d Ed., 1973, v.1.
5. Анджеевски Ю., Вертебный В.П., Во Ким Тхань, Вторин В.А., Долгов С.А., Кирилук А.Л., Попов Ю.П. - ОИЯИ, РЗ-13013, 1980.
6. Кононов В.Н. и др. - ЯФ, т.26, вып.5, 1977.
7. de Musgrove A.R. Australian Atomic Energy Commission Report, 1973, E277;
8. de Musgrove. Australian Atomic Energy Commission Report, 1977, E401.

СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ (n, α) НА ЯДРАХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 30 кэВ

Ю.П.Попов, В.И.Салацкий, Г.Хуухэнхуу

(ОИЯИ)

Работа посвящена изучению реакции (n, α) в области энергии нейтронов 30 кэВ на ядрах ^{147}Sm , ^{143}Nd и ^{149}Sm . Анализ измеренных усредненных сечений (соответственно $\langle \sigma_{n\alpha} \rangle = 28 \pm 5$ мкб, 20 ± 3 мкб и ≤ 6 мкб) позволил получить для каждого ядра независимые значения параметра $\langle \Gamma_{\alpha}/D \rangle_j$.

The paper is devoted to the study of (n, α) reaction on ^{147}Sm , ^{143}Nd and ^{149}Sm nuclei in a neutron energy range of 30 keV. An analysis of averaged cross sections ($\langle \sigma_{n\alpha} \rangle = 28 \pm 5$ μb , 20 ± 3 μb and ≤ 6 μb , respectively) gave an independent $\langle \Gamma_{\alpha}/D \rangle_j$ parameter for each nucleus.

Исследования α -распада индивидуальных нейтронных резонансов не всегда позволяют достаточно точно определить средние α -ширины из-за больших ошибок, связанных в основном с ограниченным количеством исследованных резонансов, по которым проводится усреднение. Поэтому представляется интересным провести исследование реакции (n, α) в широком диапазоне энергии нейтронов, где можно получить хорошее усреднение по резонансам.

Методика. Методика экспериментов подробно описана в работах ^{1,2}. Источником нейтронов служила пороговая реакция $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$. Ускорение протонов осуществлялось на электростатическом ускорителе ЭГ-5 Объединенного института ядерных исследований до энергии, на 10 кэВ превышающей порог. Литиевые милени приготавливались непосредственно в вакуумной камере путем напыления металлического лития на медные подложки. Мониторинг нейтронов производился счетчиком с шаровым полиэтиленовым замедлителем диаметром 12,7 см. Определение числа нейтронов, попавших на образец, осуществлялось с помощью измерения активности ^7Be , образовавшегося в литиевой

мишени. Спектр нейтронов, рассчитанный по кинематическим формулам, имел примерно вид треугольника с вершиной около 30 кэВ и основанием от 8 до 70 кэВ. Средняя эффективная энергия нейтронов для случая $\langle \sigma_{n\alpha} \rangle \sim 1/E$ оказывается равной 30 кэВ.

Спектр α -частиц из реакции (n, α) измерялся с помощью двухсекционной плоской ионизационной камеры с сетками (рис.1), закрытой со всех сторон кадмием толщиной 1 мм.

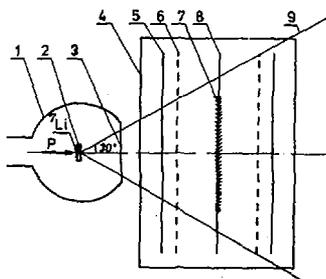


Рис.1. Схема эксперимента:

- 1 - камера литиевой мишени;
- 2 - подложка мишени;
- 3 - окно из стекла;
- 4 - корпус ионизационной камеры;
- 5 - коллектор;
- 6 - сетка;
- 7 - образец из окиси редкоземельного элемента;
- 8 - подложка образца;
- 9 - конус, в который вылетают нейтроны при $E_p - E_{\text{порог}} = 10$ кэВ

Калибровка энергетической шкалы всего спектрометра проводилась с помощью тонких α -источников из смеси урана-234 и урана-238.

Для каждого исследуемого изотопа было проведено несколько серий измерений на разных образцах 1,2/. Каждая серия измерений состояла из нескольких чередующихся измерений эффект+фон и фон. Фон измерялся при энергии протонов на 10 кэВ ниже порога реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Время измерений эффект+фон и фон было примерно одинаково.

Результаты. Малый выход α -частиц в реакции (n, α) для нейтронов с $E \approx 30$ кэВ не позволил использовать тонкие образцы. Типичный амплитудный спектр α -частиц из реакции ${}^{147}\text{Sm}(n, \alpha){}^{144}\text{Nd}$ для образца с толщиной 5,7 мг/см² представлен на рис.2. Здесь трудно выделить α -переходы на отдельные конечные состояния дочернего ядра. Можно лишь сделать вывод о том, что существенный вклад в сечение дают α -переходы в возбужденные состояния ядра неодима-144. Экспериментальное значение сечения реакции ${}^{147}\text{Sm}(n, \alpha){}^{144}\text{Nd}$ на нейтронах с $E \approx 30$ кэВ оказалось равным 28 ± 5 мкб.

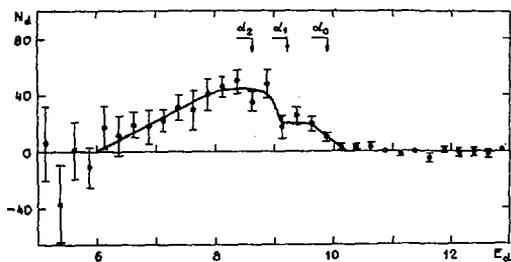


Рис.2. Экспериментальный спектр α -частиц из реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$. На осях: N_α - число α -частиц на интервал энергии 250 кэВ; E_α - энергия α -частиц в МэВ. Кривая проведена по точкам.

Спектр α -частиц из реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ представлен на рис.3.

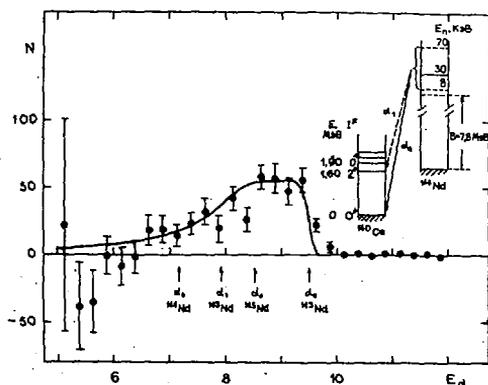


Рис.3. Спектр α -частиц из реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$. На осях: N - число α -частиц на интервал энергии 250 кэВ; E_α - энергия α -частиц в МэВ. Сплошная кривая - расчетный спектр для α_0 -перехода.

Видно, что основной вклад в спектр вносят α -переходы в основное состояние дочернего ядра, так как для α -перехода в первое возбужденное состояние дочернего ядра проникаемость кулоновского барьера на три порядка меньше, чем для перехода в основное состояние. Как видно из рисунка, в приведенный спектр не вносит заметного вклада реакция (n, α) на других изотопах неодима, присутствующих в образцах (подробно см. /2/). Сечение реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ получено равным 20 ± 3 мкб.

Для реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ получена только верхняя граница сечения, составляющая 6 мкб.

Анализ результатов. Для анализа результатов использовалась статистическая теория. При этом предполагалось, что полное усредненное сечение $\langle \sigma_{n\alpha} \rangle$ равно сумме сечений только на s - и p -нейтронах, и что средние приведенные α -ширины не зависят от спинов и четностей распадающихся состояний данного ядра. Используя параметры взаимодействия s - и p -нейтронов с исследуемыми ядрами, усредненные по работам [3-5], и формулу для $\langle \sigma_{n\alpha} \rangle$, аналогичную применяемой для анализа реакции (n, γ) [6], получили оценки относительного вклада s - и p -нейтронов в $\langle \sigma_{n\alpha} \rangle$. Нормированные на наши экспериментальные значения сечений реакции (n, α) величины вкладов s -нейтронов - $\langle \sigma_{n\alpha} \rangle_s$ для ядер ^{147}Sm , ^{143}Nd и ^{149}Sm составили соответственно 18 мкб, 10 мкб и $\leq 4,5$ мкб. Для сравнения наших данных с результатами измерений в резонансной области энергий нейтронов мы использовали усредненный по спинам параметр $\langle \Gamma_\alpha / D \rangle_J$, который является аналогом силовой функции для α -частиц [7] и отличается от нее только множителем P_α - проникаемостью кулоновского барьера. Величина $\langle \Gamma_\alpha / D \rangle_J$ по статистической теории должна быть константой для данного ядра в диапазоне энергий возбуждения $\Delta E_x = E_n \leq 100$ кэВ (т.е. пока можно пренебречь изменением P_α). Для сечения, обусловленного захватом s -нейтронов,

$$\langle \frac{\Gamma_\alpha}{D} \rangle_J \equiv \sum_J g(J) \frac{\langle \Gamma_\alpha(J) \rangle}{D(J)} = \frac{\langle \sigma_{n\alpha} \rangle_s}{2\pi^2 \lambda^2 [1 - \sqrt{\pi} \beta e^{\beta^2} (1 - \Phi(\beta))]},$$

где $\beta = (\Gamma_s / 2 \langle \Gamma_n \rangle)^{1/2}$; Γ_s , Γ_n и Γ_α - радиационная, нейтронная и альфа-ширины; $D(J)$ - среднее расстояние между уровнями для данного спина J ; λ - длина волны нейтрона,

деленная на 2π ; $g(\nu)$ - статистический фактор; $\Phi(\mu)$ - интеграл ошибок. Полученные нами значения $\langle \bar{\alpha}/D \rangle_{\nu} = (18 \pm 6) \cdot 10^{-8}$; $(8,6 \pm 1,3) \cdot 10^{-8}$ и $\leq 5,2 \cdot 10^{-8}$ соответственно для ядер ^{147}Sm , ^{143}Nd и ^{149}Sm согласуются в пределах ошибок с данными, полученными в других областях энергий нейтронов (см., например, [8,9]), что и предсказывает статистическая теория.

Список литературы

1. Втюрин В.А. и др. - ОИЯИ, РЗ-10733, Дубна, 1977.
2. Попов Ю.П. и др. - ОИЯИ, З-12095, Дубна, 1979.
3. Musgrove A.R. de L. AAEC, 1973, E277.
4. Musgrove A.R. de L. AAEC, 1977, E401.
5. Кононов В.Н. и др. - ЯФ, 1977, 26, с.947.
6. Бете Г. - В сб.: Успехи в области ядерной энергии. ИИЛ, М., 1958, с.119.
7. Фурман В.И., Попов Ю.П. - В сб.: Нейтронная физика. Наукова думка, Киев, 1972, ч.1, с.159.
8. Гledenov Ю.М. и др. - Бюллетень центра данных ЛИЯФ, 1977, вып. 4, с.3.
9. Во Ким Тхань и др. - ОИЯИ, РЗ-12756, Дубна, 1979.

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

Я. Гонзатко, К. Конечны, Ф. Бечварж, Э.А. Эссас*, М. Кралик**
(Институт ядерной физики ЧСАН, Ржеж, ЧССР)

С помощью однокристалльного Ge(Li)-спектрометра изучалось гамма-излучение из захвата тепловых нейтронов в ^{128}Te . Найдена корреляция между спектроскопическими факторами и приведенными интенсивностями первичных переходов на уровни с $t_n(d,p) = 1$. Приводится сравнение экспериментальных значений парциальных сечений с рассчитанными по модели Лейна и Линна.

The γ -radiation following the thermal neutron capture in ^{128}Te enriched target was studied by means of one-crystal Ge(Li) spectrometer. A strong correlation between stripping widths and (n,γ) primary reduced intensities was found for the $t_n(d,p) = 1$ states. The comparison between the experimental values of partial cross-section and those predicted from the Lane-Lynn model is given.

Экспериментальные данные по изучению реакции $^{128}\text{Te}(n,\gamma)$ до настоящего времени весьма скудны [1], причем они интересны с точки зрения проверки предсказаний модели потенциального захвата Лейна и Линна [2]. Согласно этой модели сечение потенциального захвата тепловых нейтронов имеет максимумы в области массовых чисел $A = 35$ и $A = 140$. Парциальное сечение потенциального захвата $\sigma_{n\gamma f}^{(pot)}$, соответствующее E1 - переходу на конечный уровень f со спином J и орбитальным моментом $t_n = 1$, пропорционально величине $(2J+1)S_{d,pf}$, где $S_{d,pf}$ - спектроскопический фактор уровня f . Это свойство является основной чертой модели потенциального захвата.

Измерения были выполнены на реакторе ВВР-С ЧСКАЭ, Ржеж. Мишень состояла из 3г металлического Te, обогащенного до 98,2% по изотопу ^{128}Te . Условия эксперимента приведены в работе [3]. В результате малого сечения реакции, $\sigma(n\gamma) = 0,21$ б [4], в исследуемом спектре гамма-лучей сильно проявляются фоновые линии. С целью определения гамма-излучения, принадлежащего реакции $^{128}\text{Te}(n,\gamma)$, проводилось дополнительное измерение с углеродной мишенью. Для энергетической калибровки использовались

* Университет АЛ-ФААТЕХ, Триполи, Ливия.

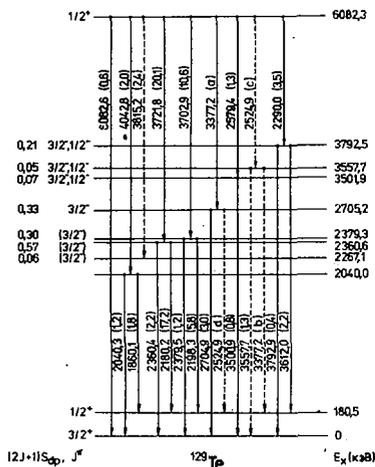
** Институт радиационной дозиметрии, ЧСАН, Прага, ЧССР.

фоновые линии из захвата нейтронов ядрами ^{14}N , ^{56}Fe и ^{28}At [5]. Абсолютные значения интенсивности гамма-переходов в ^{129}Te определялись относительно интенсивности переходов из реакции $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$ [5]. Для этой цели наносилось известное количество хлористого калия на торцы контейнера, содержащего Te .

В результате обработки было найдено около 50 переходов с интенсивностью $I_\gamma \geq 0,3\%$, которые принадлежат реакции $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$. При составлении схемы распада брались во внимание данные об уровнях из (d,p) -реакции [6], а также рассматривались двойные каскады, одновременно заселяющие основное состояние и уровень 180,5 кэВ. Частичная схема распада уровня ^{129}Te с энергией возбуждения ≤ 4 МэВ приведена на рис. Пунктиром изображены переходы, размещение которых в схеме распада установлено не однозначно. Оказывается, что переходы 2524,8 и 3377,2 кэВ могут быть как первичными, так и вторичными. В измерениях достаточно надежно наблюдался первичный переход на уровень 2040,0 кэВ, что позволяет приписать этому уровню $J = 1/2, 3/2$. Методом наименьших квадратов были из совокупности двойных каскадов определены энергии уровней и энергия связи нейтрона в ядре ^{129}Te , равная 6082,3 кэВ, что находится в хорошем согласии с приведенным в атласе BNL-325 значением 6085_{-3}^{+3} кэВ.

Экспериментальные значения парциальных сечений определялись из абсолютных значений интенсивности переходов с использованием соотношения $\sigma_{n,\gamma f} = I_{\gamma f} \sigma_{n,\gamma}$ где полное сечение захвата $\sigma_{n,\gamma} = 217$ мб [4]. Кроме переходов на основное состояние с $J^\pi = 3/2^+$ и уровень 2040,0 кэВ все наблюдаемые первичные переходы заселяют уровни ядра ^{129}Te , которым согласно [6] приписывается значение $f_n = 1$ и для которых определены величины $(2J+1)S_{d,pf}$. Уровень 2040,0 кэВ в работе [6] не анализировался. По результатам настоящего эксперимента этому уровню, по-видимому, также можно приписать $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$ и тем самым по дифференциальному сечению (d,p) реакции [6] получить оценку величины $(2J+1)S_{d,pf} = 0,042$.

Согласно работе [7] парциальное сечение потенциального захвата перехода на определенный уровень f конечного ядра $\sigma_{n,\gamma f}^{(pot)}$ можно описать простым выражением, в которое входят эффективный заряд нейтрона, энергия нейтронов, энергия γ -лучей, спин



Частичная схема распада ^{129}Te . Значения $J^\pi, (2J+1)S_{dpf}$ взяты из работы [6]. В скобках указаны интенсивности переходов, %;
 $a+b=10,2, \quad c+d=5,4$

ядра мишени, спин конечного состояния, радиус ядра, амплитуда когерентного рассеяния и спектроскопический фактор соответствующего уровня. Других параметров выражение для $\sigma_{\text{nyf}}^{(\text{pot})}$ не содержит. Среди перечисленных здесь параметров, для случая реакции $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$ не известна только амплитуда когерентного рассеяния A_{coh} . В целях проверки модели потенциального захвата, при сопоставлении экспериментальных значений парциальных сечений $\sigma_{\text{nyf}}^{(\text{exp})}$ с расчетными значениями $\sigma_{\text{nyf}}^{(\text{pot})}$ амплитуда A_{coh} использовалась в качестве подогнанного параметра. Методом наименьших квадратов с равными весами была получена наилучшая оценка величины $A_{\text{coh}} = 5,2 \text{ fm}$. При подгонке использовались перечисленные в таблице переходы, за исключением перехода 2524,9 кэВ, который является дублетом.

Экспериментальные значения A_{coh} для изотопа ^{130}Te и для естественной смеси изотопов равны $5,7^{+0,3} \text{ fm}$ и $5,43^{+0,04} \text{ fm}$ [4] соответственно. В результате того, что изотопы ^{128}Te и

^{130}Te являются самыми распространенными среди остальных изотопов Te , найденное значение $a_{\text{coh}} = 5,2 \text{ fm}$ для изотопа ^{128}Te можно считать вполне реалистическим.

Из таблицы видно, что существует удивительное согласие между экспериментальными значениями парциальных сечений и теоретическими значениями, рассчитанными для $a_{\text{coh}} = 5,2 \text{ fm}$. В качестве количественной меры согласия между экспериментом и теорией вычислялся коэффициент линейной корреляции $\rho(\sigma_{\text{нп}}^{(\text{теор})}, \sigma_{\text{нп}}^{(\text{эксп})})$. Было получено значение $\rho = 0,9986$. Согласно расчетам по методу Монте-Карло вероятность нахождения такого или большего значения коэффициента ρ в рамках случайных флуктуаций интенсивностей первичных переходов равна $0,01 \%$.

На основе согласия теоретических и экспериментальных величин можно получить оценку интенсивности первичного перехода $2524,0 \text{ кэВ}$, $I_{\gamma} = 1,2 \%$. Далее, из таблицы следует, что сумма парциальных сечений наблюдаемых переходов представляет $\approx 50 \%$ ПОЛНОГО сечения захвата. В работе по изучению (d,p) -реакции ^{16}O отмечается, что в эксперименте наблюдалось примерно 50% спектроскопической силы 3 p оболочки. Отсюда можно заключить, что механизм захвата, протекающий через составное ядро, играет малую роль в данной реакции. Такое же качественное заключение можно извлечь из предельно близкого к единице значения коэффициента корреляции ρ .

Аналогичные результаты в области массовых чисел $A = 140$ получены также в реакции $^{130}\text{Te}(n,\gamma)^{131}\text{Te}$ /3/ и $^{136}\text{Xe}(n,\gamma)^{137}\text{Xe}$ /7/.

Для дальнейшей проверки предсказаний модели потенциального захвата требуются более полные данные по спектроскопическим факторам и амплитудам когерентного рассеяния нейтронов.

Экспериментальные и теоретические значения парциальных сечений переходов в реакции $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$

E_γ (кэВ)	I_γ	E_x кэВ	$(2J+1)S_{\text{dpt}}^{\text{a)}$	$\sigma_{\text{пнф}}^{\text{exp}}$, мб	$\sigma_{\text{пнф}}^{\text{pot}}$, мб
4042,8	2,0	2040,0	(0,04)	4,3	3,4
3815,1	2,4	2267,1	0,06	5,1	4,6
3721,8	20,1	2360,6	0,57	43,2	42,1
3702,9	10,6	2379,3	0,30	22,8	22,0
3377,2	10,2	2705,2	0,38	21,9	21,8
2579,4	1,3	3501,9	0,07	2,8	3,4
2524,9	5,4 ^{б)}	3557,7	0,05	11,6	2,6
2290,0	3,5	3792,5	0,21	7,5	9,1

- а) Данные работы [67] для уровней с $l_n = 1$. Значение в скобках получено на основе данных по дифференциальному сечению [67] в предположении, что $l_n = 1$.
- б) Суммарная интенсивность первичного и вторичного переходов.

Список литературы

1. Рудак Э.А., Сорока А.В., Тадеуш В.Н. - Тезисы докл. XXVII совещ. по ядерн. спектр. и структ. ат. ядра, "Наука", Ленинград, 1977, с. 60.
2. Lane A.M., Lynn J.E. - Nucl. Phys., 17 (1960), 586.
3. Honzátko J., Konečný K., Bečvář F., Bissa E.A., Czech. J.-Phys., B 30 (1980), N 7.
4. Mughabghab S.F., Garber D.I. - BNL 325, 1973. Third edition.
5. Stelts M.L., Chrisc R.E. - Nucl. Instr. and Meth., 155 (1978), 253.
6. Moore W.H., Schlegel G.K., O'Dell S., Graue A., Lien J.R. - Nucl. Phys., A 104 (1967), 327.
7. Mughabghab S.F. - Phys. Lett., 81 B (1979), 93.

**ФИЛЬТРОВАННЫЕ ПУЧКИ РЕАКТОРНЫХ НЕЙТРОНОВ
СО СРЕДНИМИ ЭНЕРГИЯМИ 0,9; 1,1 и 1,4 кэВ**

А.В.Мурзин, В.А.Любман, А.Ф. Рудык

(ИЯИ АН УССР)

Исследованы характеристики нейтронных фильтров, состоящих из 75мм скандия и различных наборов доплительных фильтров, позволяющих получить на реакторе пучки нейтронов со средней энергией 0,9; 1,1 и 1,4 кэВ с полмой шириной на половине высоты нейтронного распределения соответственно 1,2; 1,4 и 2,2 кэВ.

The characteristics of neutron filters consisting of 75 mm of scandium in combination with various sets of other filters have been studied. These filters allow to select the neutron beams with the average energies 0,9; 1,1 and 1,4 keV from the reactor spectrum. The total width on half high of the neutron distribution is 1,2; 1,4; 2,2 keV respectively.

В последнее время исследования в области промежуточных энергий нейтронов развиваются не только на ускорителях, но и на таком традиционном источнике нейтронов, как атомный реактор. Получение на реакторе квазимонохроматических пучков нейтронов промежуточных энергий стало возможным благодаря применению метода фильтров [1]. В качестве основного материала фильтра обычно используется вещество с высоким содержанием изотопа, в полном нейтронном сечении которого наблюдаются глубокие интерференционные минимумы. При прохождении реакторного спектра нейтронов через достаточно толстый слой такого вещества на выходе фильтра формируется спектр квазимонохроматических нейтронов с основной энергией, соответствующей энергии наиболее глубокого интерференционного минимума. До настоящего времени использовались главным образом фильтры из скандия, железа и кремния [2,3,4]. Исследуются также возможности других фильтров, в частности из обогащенных изотопов [5,6].

На реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР ранее проводились исследования полных и парциальных нейтронных сечений на скандиевом фильтре $\phi 10 \times 13$ мм [1]. Дальнейшее развитие исследований потребовало расширения диапазона используемых энергий нейтронов, увеличения интенсивности потока нейтронов на выходе фильтров, улучшения отношения потоков нейтронов основной энергии и фоновых нейтронов других энергий. В настоящей работе исслед-

довались характеристики фильтров, позволяющих получить на реакторе пучки нейтронов со средними энергиями около 1 кэВ с полной шириной на половине высоты нейтронного распределения (ПНПВ)

1±2 кэВ.

Для формирования указанных пучков нейтронов использовался фильтр из скандия сравнительно небольшой толщины (75мм), пропускающий в области минимума полного нейтронного сечения при 2 кэВ достаточно широкий спектр нейтронов от 0,1 до 3,5 кэВ. Для формирования спектра нейтронов в пределах энергий нейтронов 0,1±2кэВ использовались два варианта дополнительных фильтров

Na (122мм) и обогащенный до 99% ^{80}Sc (10г/см²) с Na (40мм). На рис.1 приведены измеренные методом времени пролета спектры нейтронов реактора, пропущенных указанными фильтрами из Sc, Sc-Na и Sc- ^{80}Sc -Na. На том же рисунке для сравнения показан спектр нейтронов, прошедших через скандий толщиной 850мм. Средние значения энергий приведенных спектров нейтронов составляют для Sc (75мм) - 1,4 кэВ, для Sc - ^{80}Sc - Na - 1,1 кэВ, для Sc - Na - 0,9 кэВ. ПНПВ нейтронных распределений равна соответственно 2,2; 1,4 и 1,2 кэВ.

Измерения были проведены на 70-м пролетной базе с разрешением 55нсек/м. Скорость вращения ротора 3660об/мин. В качестве детектора использовалась батарея пропорциональных счетчиков с ^3He типа СМ-37. Ширина временного канала анализатора составляла 2 мксек. [8].

Для подавления фона быстрых нейтронов к исходным фильтрам добавлялись фильтры из S (70г/см²) и Al (200мм). Кроме того, использовались дополнительные фильтры для подавления фоновых нейтронов в соответствующей области энергий: V (4,2мм) - 4±20 кэВ; Ti (8,7мм) - 10±60 кэВ.

Исследование пропускаемых фильтрами спектров нейтронов более высоких энергий проводилось с помощью пропорционального водородного счетчика типа СМ-38 в диапазоне энергий нейтронов $E_n = 5\pm 500$ кэВ и стильбенового детектора, регистрирующего быстрые нейтроны с $E_n > 0,5$ МэВ от помещенных в пучке образцов ^{235}U и свинца. В диапазоне энергий $E_n = 5\pm 500$ кэВ обнаружены две группы нейтронов с энергией 29 и 66 кэВ. Для Sc-Na-фильтра интенсивности потоков нейтронов данных энергий и нейтронов с энергией $E_n > 0,5$ МэВ составляют по отношению к интенсивности потока нейтронов основной энергии соответственно 4; 5,5 и 6,5%.

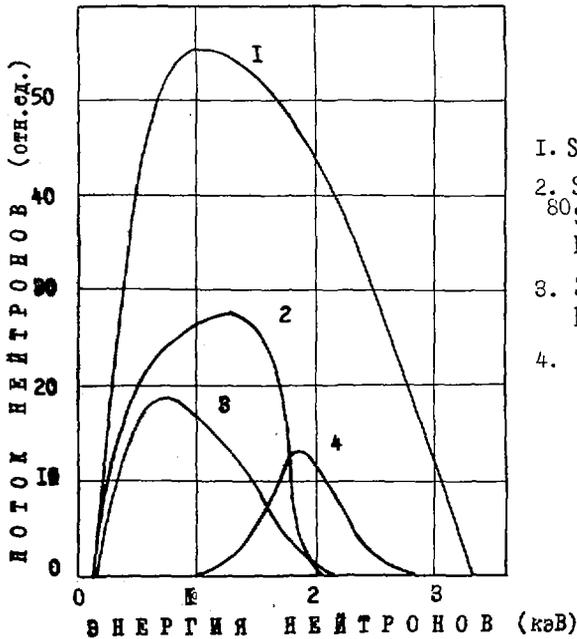


Рис. 1.

- 1. Sc - 75 мм.
- 2. Sc - 75 мм,
80Se - 28 мм,
Na - 40 мм.
- 3. Sc - 75 мм,
Na - 122 мм.
- 4. Sc - 850 мм

Для Sc - ⁸⁰Se - Na и Sc (75мм) - фильтров соотношение между интенсивностями высокоэнергетичных фоновых нейтронов и нейтронов основной энергии улучшается соответственно в 1,3 и 2 раза.

Размещение фильтров на горизонтальном канале реактора показано на рис.2. Диаметр канала равен 100 мм. Для создания на выходе фильтров возможно более высокого потока нейтронов была сконструирована система сужающихся коллиматоров, которая дает возможность использовать всю площадь активной зоны, видимой сквозь горизонтальный канал. Фильтры располагались в трех выходных дисках шибера канала в коллиматорах, заполненных свинцом и парафином с борной кислотой. Предварительная коллимация до фильтров осуществлялась с помощью коллиматора из текстолита и свинца общей длиной 405 мм, расположенного внутри канала за дисками шибера, и коллиматора длиной 170 мм из парафина с борной кислотой и свинца, находящегося в 4-м диске шибера.

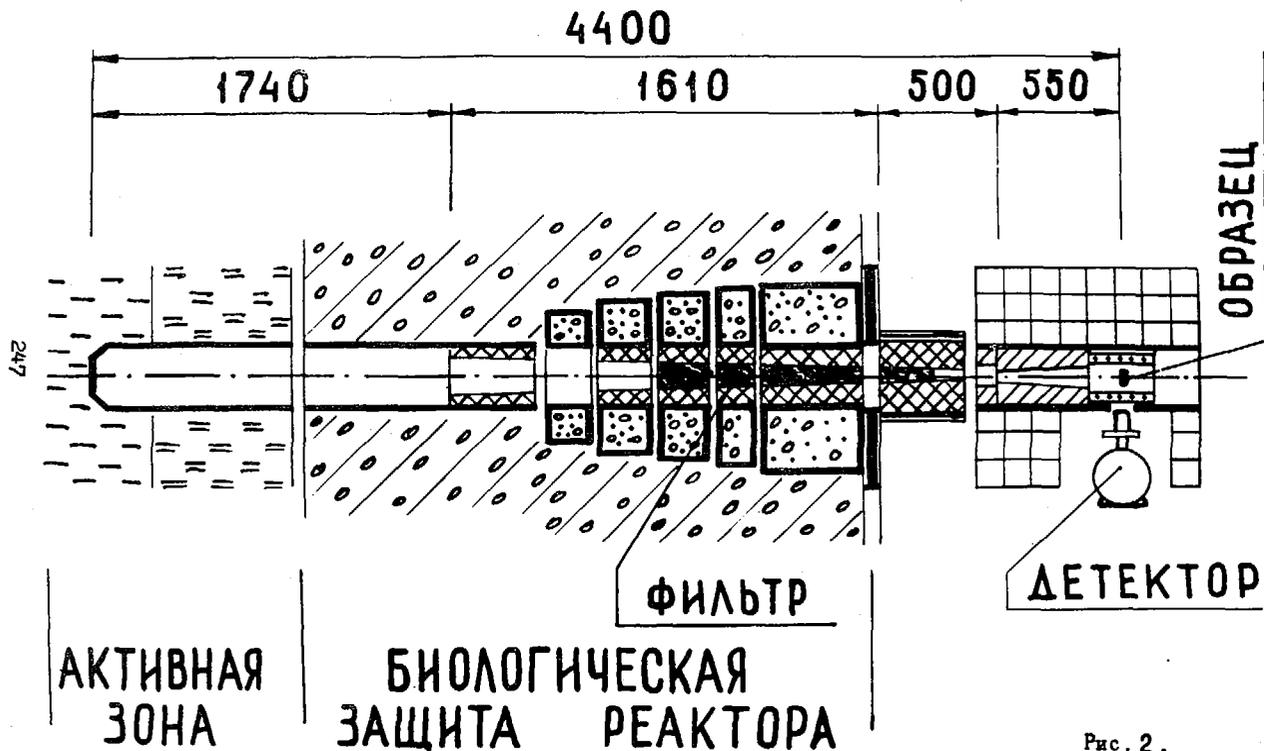


Рис. 2.

диаметр входного отверстия первого коллиматора 70,4 мм, диаметр выходного отверстия второго коллиматора перед фильтрами 52 мм. После фильтров пучок ограничивался коллиматорами из парафина с борной кислотой $\phi 25,5$ и 25 мм соответственно на расстояниях 360 и 570 мм от выхода горизонтального канала. Затем был расположен сопровождающий коллиматор из парафина с борной кислотой и свинца общей длиной 300 мм. Отверстие этого коллиматора сделано конусным с диаметром от 26,5 до 34 мм.

Потоки нейтронов на расстоянии 1020 мм от выхода горизонтального канала определялись с помощью обогащенного образца ^{10}B $\phi 28$ мм. Интенсивность γ -лучей из реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ определялась с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора. Абсолютная эффективность регистрации детектором γ -лучей данной энергии определялась по эталонным γ -источникам из набора ОСГИ. Полученные средние значения потоков нейтронов для образца $\phi 28$ мм составляли $0,62 \cdot 10^6$; $1,1 \cdot 10^6$ и $3,8 \cdot 10^6$ н/см²·сек) соответственно для Sc-Na , $\text{Sc-}^{80}\text{Se-Na}$ и Sc (75 мм) - фильтров.

Определенным недостатком описанных выше фильтров является довольно значительный γ -фон, по сравнению, например, с фильтром из Sc длиной 850 мм. Поэтому в экспериментах, чувствительных к γ -фону, необходимо вводить дополнительный фильтр из висмута или свинца, что приводит к соответствующему снижению потока нейтронов.

Список литературы

1. Simpson O.D., Miller L.G. - Nucl. Instr. Meth., 1968, v. 1, p. 245.
2. Greenwood R.C., Chrien R.E. - Nucl. Instr. Meth., 1976, v. 138, p. 125.
3. Tsang F.J., Bruggner R.K. - Nucl. Sc. Eng., 1978, v. 65, p. 70.
4. Кузин Е.П. и др. - Атомная энергия, 1978, т. 85, вып. 5, с. 891.
5. Chrien R.E. et al. - NBS, Sp. pub. 493. Neutron Standards and Applications (Gaithersburg, 1977), p. 255.
6. Harvey J.A. et al. - NINDS, Reports to the DOE Nuclear Data Committee, April, 1979, p. 255.
7. Вертебный В.П. и др. - Нейтронная физика. Труды I Всесоюзной конф. по нейтр. физике, Киев 1975, Москва, Атомиздат, 1976, ч. II, с. 151.
8. Вертебный В.П. и др. - Материалы Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1971. Киев, Наукова думка, 1972, ч. II, с. 255.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ И ОПТИЧЕСКИХ ДЛИН РАС-
СЕЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ ИЗУЧЕНИЯ САМОЭКРАНИРОВАНИЯ
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ

В.П.Вертебный, Н.Л.Гнидак, А.В.Гребнев, А.Л.Кирillox,
Г.М.Новоселов, Е.А.Павленко, Н.А.Трофимова
(ИЯИ АН УССР)

Нейтронные фильтры-скандий ($E_n = 2$ кэВ) и
железо ($E_n = 24,5$ кэВ) использованы для изучения
самоэкранирования резонансных нейтронов в пропускаи-
нии и рассеянии. Определены средние полные и пар-
циальные сечения, нейтронные силовые функции и опти-
ческие длины рассеяния для тяжелых ядер (^{147}Sm и др.)

The scandium ($E_n = 2$ keV) and iron ($E_n = 24.5$ keV) neutron
filters have been used to study the resonance neutron
self-shielding in transmission and scattering experiments.
Total and partial averaged cross sections, neutron
strength functions and optical scattering lengths for
heavy nuclei (Sm-147 et al.) were determined.

Интерференционные фильтры-скандий, железо и кремний, с
помощью которых выделяются интенсивные квазимонохроматические
пучки промежуточных нейтронов с энергией 2; 24,5; 55 и 144кэВ,
используются на атомном реакторе ВВР-М для изучения эффектов
самоэкранирования резонансных нейтронов тяжелых ядер в про-
пускании и парциальных сечениях. Эти опыты позволяют для
изотопов, имеющих достаточную плотность резонансов, с относи-
тельной высокой точностью определять средние сечения, оптиче-
ские длины рассеяния R' и в некоторых случаях S_0 - и ρ -ней-
тронные силовые функции S_0 и S_1 A . Следует отметить, что,
несмотря на существование различных методов определения R' ,
опыты по изучению самоэкранирования полезны, потому что они
позволяют разделять резонансные и потенциальные процессы и
тем самым избежать при анализе информации "перекачки" потен-
циального рассеяния в резонансное или наоборот.

В настоящей работе сообщаются результаты новых измерений
полных сечений и сечений рассеяния на скандиевом и железном
фильтрах для следующих веществ: ^{147}Sm (99,5%), ^{169}Tm ,
 ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{238}U (99,3%), ^{209}Bi .

Способ измерения на скандиевом фильтре не отличался от описан-
ного в /1/; толщина скандия 96см; ширина линии на полувысоте
600 эВ. При измерении пропускания нейтроны регистрировались
после рассеяния в марганцевом образце батареей ^3He -счетчиков
СНМ-37 (7ат). С помощью же детектора в 2π -геометрии по

отношению к свинцу измерялось сечение рассеяния. Сечение рассеяния эталона свинца принималось равным $(11,41 \pm 0,07) \text{б}$. Фон определялся с помощью марганцевого фильтра. Лишь пропускание на железном фильтре измерялось с помощью другого детектора - одиночного пропорционального ^3He -счетчика СММ-52 (IOat). Железный фильтр имел следующий состав: Fe -30см, Al -40см; S -7,0см; ширина линии на полувысоте -2,1 кэВ; фон измерялся с помощью титанового фильтра толщиной $7,08 \text{г/см}^2$. Фон составлял не более 3% от эффекта. Детекторы были защищены кадмием и борированным полиэтиленом. Измерения сечения рассеяния на железном фильтре проведены по отношению к висмуту.

На рис. I приведена зависимость наблюдаемых полного сечения $\bar{\sigma}_t^{\text{obs}}$ и сечения рассеяния $\bar{\sigma}_s^{\text{obs}}$ ^{147}Sm от толщины образца. Они определены следующим образом:

$$\bar{\sigma}_t^{\text{obs}} = -\ln T/n; \quad T = \int \exp[-n\sigma_t(E)] \cdot \psi(E) dE / \int \psi(E) dE,$$

где $\psi(E)$ - спектральная функция;

$$\bar{\sigma}_s^{\text{obs}} = \int [(1-T_0(E)/n_0) \exp(-n_1\sigma_t(E))] \psi(E) \cdot \exp[-n_1\sigma_t(E)] dE / \int \psi(E) \cdot \exp[-n_1\sigma_t(E)] dE;$$

n_0 - концентрация ядер в рассеивателе из исследуемого вещества; T_0 - его пропускание; n_1 - концентрация ядер в фильтре из исследуемого вещества; E - энергия нейтронов. Результаты были обработаны при энергии 2 кэВ по методу Монте-Карло для того, чтобы найти S_0 и R^1 и по методу площади при энергии 24,5 кэВ, чтобы оценить R^1/I_1 . На графике также указаны предельные значения $\bar{\sigma}_t$ и $\bar{\sigma}_s$, вычисленные при $n_1 = n_0$ и $n_1 = 0$. Полученная в результате опытов информация сведена в таблице I; S_0, S_1, S - и p -нейтронные силовые функции.

В таблице приведен результат обработки экспериментов: значения оптических длин рассеяния R^1 , значения локальных S_0 -силовых функций (указаны экспериментальные и флуктационные ошибки порознь); значения средних полного сечения, сечения рассеяния и захвата для энергии нейтронов 2 и 24,5 кэВ; оценка p -силовых функций S_1 . Хотя и наблюдаются значительные отличия в S_0 при энергиях 2 и 24,5 кэВ, они не превосходят двух средних флуктационных отклонений. Тем не менее, как и для ^{238}U [1,2], эти отличия могут быть связаны с промежуточной структурой в энергетической зависимости нейтронных сечений. Обращает на себя внимание то, что сечение захвата ^{147}Sm , определенное по разности $\sigma_c = \sigma_t - \sigma_s$ при $E_n = 2$ кэВ, значительно меньше значения, которое можно получить экстраполяцией

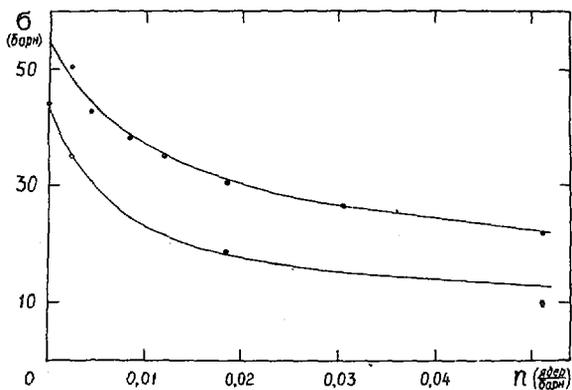


Рис.1. Наблюдаемые полное сечение (верхняя кривая) и сечение рассеяния (нижняя кривая) самария-147 в зависимости от толщины образца и толщины фильтра из самария-147

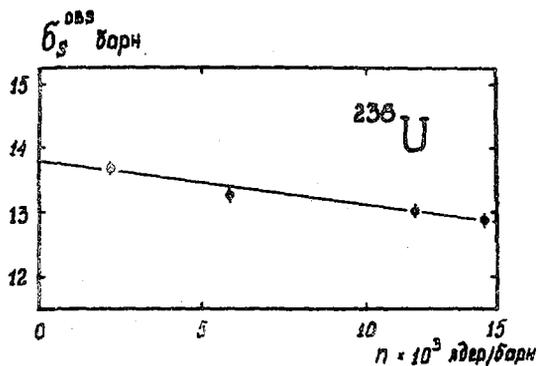


Рис.2. Зависимость наблюдаемого сечения рассеяния урана-238 от толщины фильтра из урана-238

Сечения, силовые функции и оптические длины рассеяния

Изотоп	R', fm	Энергия нейтронов								
		2 кэВ				24,5 кэВ				
		$10^4 \cdot S_0$	σ_r	σ_a	σ_c	$10^4 \cdot S_0$	$10^4 \cdot S_1$	σ_r	σ_a	σ_c
			(барн)	(барн)				(барн)		
^{147}Sm	8,3 $\pm 0,2$	5,1 $\pm 0,1$ (ст) $\pm 0,8$ (фл)	54,7 $\pm 1,0$	48,1 $\pm 1,0$	6,1	3		20 $\pm 1,5$	17 ± 1	-
^{169}Tm	7,62 $\pm 0,18$	1,63 $\pm 0,08$ (ст) $\pm 0,28$ (фл)	22,21 $\pm 0,08$							
^{181}Ta	8,97					1,8 $\pm 0,2$		11,58 $\pm 0,05$		
^{197}Au	9,60 $\pm 0,23/1$	1,90 $\pm 0,04$	29,0 $\pm 0,4$	26,5 $\pm 0,3$	2,5 $\pm 0,5$	1,3 $\pm 0,1$	17	13,58 $\pm 0,14$	12,98 $\pm 0,06$	0,65 $\pm 0,15$
^{238}U	9,77 $\pm 0,20/1$	1,40 $\pm 0,06$ (ст) $\pm 0,37$ (фл)				0,77 $\pm 0,13$ (фл)	2,1 $\pm 0,6$	14,54 $\pm 0,04$	13,91 $\pm 0,05$	0,63 $\pm 0,06$

из [3]. Полученное нами сечение $\bar{\sigma}_c$ находится в согласии с резонансными данными. Значения R' и S_0 для ^{147}Sm были вычислены с учетом и без учета примесей четных изотопов самария. Так как резонансные параметры ^{148}Sm не определены, учет производился методом Монте-Карло по средним параметрам. Без учета примесей $S_0 = 4,8 \cdot 10^{-4}$, а $R' = 9,3\phi$. Изотоп ^{147}Sm имеет R' несколько большее, чем $R' = 7,9\phi$ ^{149}Sm [4] и значительно большее, чем $R' = 4,9\phi$ соседнего изотопа ^{141}Pm . Таким образом, он находится вблизи максимума R' и S_0 , предсказываемого оптической моделью. Следует отметить, что в настоящее время первый 4S-максимум S_0 -нейтронной силовой функции очерчен с высокой точностью ($S_0 \geq 3$ для ^{143}Nd , $^{147}, ^{149}\text{Sm}$, ^{151}Eu , $^{147}\text{Pm}(\?)$), тогда как второй 4S-максимум пока четко в S_0 не проявляется, хотя скачок в R' хорошо заметен.

Если в опытах по резонансному самоэкранированию с применением метода самоиндикации используются тонкие поглотители, то, например, в случае рассеяния наблюдаемое сечение рассеяния описывается следующим выражением:

$$\bar{\sigma}_s^{\text{obs}} = \bar{\sigma}_s - n(\bar{\sigma}_s \cdot \bar{\sigma}_t - \bar{\sigma}_s \cdot \bar{\sigma}_t) \equiv \bar{\sigma}_s - \alpha \cdot n.$$

В работах [5] показано, что соотношение α может быть выражено через средние параметры. В частности, для S-волны $\alpha = (2\pi^2 \lambda^2)^2 \cdot S_0^2 \cdot \frac{F_n}{F}$, где использованы общепринятые обозначения, а F-флуктуационный фактор. Эти опыты позволяют надежно определять нейтронные силовые функции. На рис.2 приведен результат подобного опыта для сечения рассеяния урана-238. Отсюда получается $\bar{\sigma}_s = 13,91$ барн, $\bar{\sigma}_s \cdot \bar{\sigma}_t - \bar{\sigma}_s \cdot \bar{\sigma}_t = 696$ барн², и, следовательно, $S_0 = (0,77 \pm 0,13) \cdot 10^{-4}$, $R' = 7,88 \phi$.

Список литературы

1. В е р т е б н ы й В.И., Гнидак Н.Л., Кирилюк А.Л., и др., Нейтронная физика, (матер. IV Всесоюз. конф. в Киеве), 1977 г., ч. 2, стр. 227; Вопросы атом. науки и техн. Серия: Ядерные константы, в. I, 1980.
2. Perez R. B. et al., Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 328.
3. Кононов В.Н. и др., Вопросы атом. науки и техн., Серия: Ядерные константы, 1976 г., вып. 22, стр. 29.
4. Pingo W. F. et al., Ann. Phys., 1974, v. 84, p. 165.
5. Зарецкий Д.Ф. и др., Сб. Нейтр. физ., ч. 3. М., ЦНИИатоминформ, 1976, стр. 180; Лукьянов А.А., Замедление и погл. резон. н-нов, М., Атомиздат, 1974, с. 354.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ И СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ
УРАНА-235 ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2 И 24,4 кэВ
В.П.Вертебный, Н.Л.Гендак, А.В.Гребнев, А.Л.Кирилук,
Е.А.Павленко, Н.А.Трофимова
(ИЯИ АН УССР)

С помощью скандиевого и железного фильтров на атомном реакторе ВВР-М определены усредненные по резонансам полные нейтронные сечения и сечения рассеяния ^{235}U . Определена величина α . Для нейтронов с энергией 2 кэВ $\alpha = 0,28 \pm 0,04$, для нейтронов 24,5 кэВ $\alpha = 0,29 \pm 0,09$.

At the reactor WWR-M Sc and Fe neutron filters have been used to measure averaged total and scattering neutron cross sections of ^{235}U at neutron energy 2 keV and 24,5 keV. For 2 keV neutrons $\alpha = 0,28 \pm 0,04$, for 24,5 keV neutrons $\alpha = 0,29 \pm 0,09$.

С помощью скандиевого и железного фильтров (средняя энергия нейтронов 2 кэВ и 24,5 кэВ соответственно) на атомном реакторе ВВР-М исследовалось резонансное самоэкранирование для ^{235}U в пропускании и рассеянии. Определены полное сечение и сечение рассеяния, усредненные по многим резонансам. В /1/ сообщались результаты предварительного опыта на скандиевом фильтре по определению сечения рассеяния и оценке α для урана-235. Позднее методика определения сечения рассеяния была усовершенствована, проведены новые измерения и переоценена α .

Методика измерения пропускания и скандиевый фильтр описаны в /1,2/. Толщина фильтра 96 см, диаметр 11 мм, ширина линии на полувысоте ~ 600 эВ. Состав железного фильтра: железа - 234 г/см^2 ; алюминия - 108 г/см^2 , серы - $15,5 \text{ г/см}^2$, бора - $0,164 \text{ г/см}^2$. Для определения фона нейтронов, энергия которых лежит вне выделенного интервала, применялся экран из титана с толщиной 76 г/см^2 . Ширина спектрального распределения нейтронов на полувысоте $\sim 2,1$ кэВ, средняя энергия нейтронов 24,5 кэВ. Измерения пропускания проводились обычным способом с помощью одноканального He^3 -счетчика СМ-52 (10 ат.). Величина полного сечения для нейтронов 2 кэВ, приведенная в таблице, взята из /1/. Для нейтронов с энергией 24,5 кэВ нами получена величина

$\bar{\sigma}_t = (14,02 \pm 0,02)$ барн, и из опытов по самоиндикации в делении /4/ следует $\sigma_t = (14,29 \pm 0,07)$ барн. В таблице приведена средневзвешенная величина, принятая нами.

Измерения сечения рассеяния проводились с нейтронами 2кэВ и 24,5кэВ, как описано в /1/. В /1/ для учета нейтронов деления из всего спектра импульсов с батареи He^3 -счетчиков выделялась часть, обусловленная регистрацией лишь быстрых нейтронов деления. Однако вследствие недостаточного разрешения и, возможно, нестабильности порога регистрации при детальном анализе всех величин обнаружены некоторые противоречия. Поэтому в настоящей работе приведены результаты измерений с усовершенствованной методикой.

Для учета вклада быстрых нейтронов деления применялся независимый детектор, состоящий из двух метановых счетчиков СММ-38. Он размещался вблизи батареи He^3 счетчиков (СММ-53), регистрировавшей как рассеянные, так и нейтроны деления.

Стабильность детекторного тракта проверялась с помощью источника нейтронов - калифорния-252. Отношение эффективностей регистрации нейтронов деления метановым и гелиевым детекторами определялась в отдельном опыте с пучком тепловых нейтронов. Сечение рассеяния для нейтронов с энергией 2кэВ определялось по отношению к эталонному образцу свинца, для нейтронов 24,5кэВ - образцу висмута. Полные сечения эталонов определялись экспериментально. В этой области энергий полные сечения эталонов совпадают с сечениями рассеяния.

Измерения сечений рассеяния с нейтронами 2кэВ проводились на 2 образцах, толщина которых 0,00238 ядер/барн и 0,00981 ядер/барн, по отношению к свинцу.

Измерения с нейтронами 24,5кэВ проводились на образце, толщина которого 0,00981 ядер/барн, по отношению к висмуту. Учен вклад ^{238}U и эффектов самоэкранирования. Введены поправки на многократное рассеяние и изменение энергии нейтронов.

Полученные нами результаты приведены в таблице. Там же помещены сечения деления, полученные в /3,4/. С помощью этих величин оценена

$$\alpha = (\sigma_t - \sigma_g - \sigma_f) / \sigma_f.$$

Вычисленные сечения рассеяния не противоречат результатам /5,6/.

E_n (кэВ)	σ_t (барн)			σ_s (барн)	σ_f (барн)	α
	P_f	V_i	^{235}U	^{235}U	^{235}U	
2	$11,41 \pm 0,07$	-	$19,9 \pm 0,1$	$11,86 \pm 0,1$	$6,27 \pm 0,13$	$0,28 \pm 0,04$
24,5	-	$10,77 \pm 0,02$	$14,04 \pm 0,02$	$11,50 \pm 0,14$	$1,964 \pm 0,06$	$0,29 \pm 0,09$

Используя полученные значения, с помощью формул

$$\sigma_t = 2\pi^2 \lambda^2 S_0 \sqrt{E} + 6\pi^2 \lambda^2 S_1 R' \sqrt{E} + 4\pi \lambda^2 \sin^2 \frac{R'}{\lambda};$$

$$\sigma_s = 2\pi^2 \lambda^2 S_0 \sqrt{E} \frac{\bar{r}_n}{\bar{r}} F\left(\frac{\bar{r}}{\bar{r}_n}\right) + 4\pi \lambda^2 \sin^2 \frac{R'}{\lambda},$$

определим $10^4 S_0 = 0,93^{+0,03}_{-0,02}$, $10^4 S_1 = 1,43 \pm 0,25$ и $R' = (9,57 \pm 0,04)\bar{r}$.

Полученное значение сечения потенциального рассеяния $\sigma_p = (11,43 \pm 0,08)$ барн. В работах /5,6/ из рассеяния в резонансной области вычислено $\bar{\sigma}_p = (11,7 \pm 0,1)$ барн. Оцененное Коньшиним и др. /7/ $10^4 S_0 = 1,08 \pm 0,03$, по нашему мнению, завышено, а $10^4 S_1 = 1,58 \pm 0,2$ находится в согласии с нашей оценкой, то же относится и к R' . Что же касается величин α , мы получили одно из самых низких значений.

Список литературы

1. Гнидак Н.Л., Кирилук А.Л., Павленко Е.А., Вертебный В.П., Трофимова Н.А., Гребнев А.В. Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1977), Москва, 1977, ЦНИИатоминформ, ч.2, с. 223.
2. Вертебный В.П. и др. Ядерные константы, №1(1980).
3. Мурзин А.В., Рудик А.Ф., Либман В.А. там же, с. 252.
4. Мурзин А.В., Рудик А.Ф., Либман В.А. Доклад на V Всесоюзной конференции по нейтронной физике, г.Киев, 1980.
5. Utty S.A. AERE-M 1272, Harwell, 1963, IAEA, Conf. on Nucl. Data, Paris, v1, 165 (1965).
6. Poortmans F., et al., Second Intern. Conf. on Nucl. Data for React., Helsinki, July, 1970, IAEA-CN-26/20.
7. Коньшин В.А. и др. Оценка ядерных констант для ^{235}U в области энергий нейтронов 10 эВ-15 мэВ, Отчет ИЯИ АН БССР, №526 (1975).

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{233}U И ^{235}U ПРИ ЭНЕРГИИ
НЕЙТРОНОВ 24,5 кэВ

А.В.Мурзин, А.Ф.Рудык, В.А.Либман.
(ИЯИ АН УССР)

Измерены сечения деления $^{233,235}\text{U}$ по отношению к сечению реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ для нейтронов с энергией 24,5 кэВ, выделенных из спектра нейтронов реактора с помощью фильтра из железа, алюминия и серы. Полученные значения сечений деления составляют $(2,959 \pm 0,083)\text{б}$ для ^{233}U и $(1,966 \pm 0,055)\text{б}$ для ^{235}U .

The $^{233,235}\text{U}$ fission cross section have been measured relatively to the $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ reaction cross section for neutrons with $E_n = 24,5\text{keV}$, selected from reactor neutron spectrum with the help of the filter, consisting of the iron, aluminium and sulphur. The obtained values of the fission cross section are $(2,959 \pm 0,083)\text{b}$ and $(1,966 \pm 0,055)\text{b}$ for ^{233}U and ^{235}U respectively.

Измерение сечений деления ^{233}U и ^{235}U , проведенное на пучке квазимонохроматических нейтронов с энергией 24,5 кэВ, является продолжением работы [1] по определению сечений деления основных делящихся изотопов для нейтронов промежуточных энергий, получаемых на реакторе с помощью интерференционных фильтров. Методика измерений аналогична [1], поэтому основное внимание в работе уделено отличительным особенностям данного эксперимента и полученным результатам.

Пучок квазимонохроматических нейтронов с энергией 24,5 кэВ был получен с помощью фильтра из железа (АРМКО 195 г/см²), алюминия (сплав САВ-1Т 95г/см²) и серы (18 г/см²), размещенного в трех выходных шиберах горизонтального канала реактора ВБР-М. Для формирования пучка нейтронов использовалась система сужающихся коллиматоров из свинца, текстолита и парафина с борной кислотой, начинающаяся с диаметра 42,5мм на расстоянии 1140мм от активной зоны и заканчивающаяся диаметром 24мм на расстоянии 1700мм от выхода канала. Общее расстояние, в пределах которого осуществлялась коллимация, составляло 3600мм. Исследуемые образцы располагались на расстоянии 550мм от выходного коллиматора $\varnothing 24\text{мм}$.

Спектр нейтронов после фильтра был измерен пропор-

циональным водородным счетчиком типа СМ-38. Наряду с основной группой нейтронов с энергией 24,5 кэВ в спектре наблюдаются нейтроны с энергией 72,133,279 и 357 кэВ, общая интенсивность которых составляет 3,6% по отношению к интенсивности нейтронов основной энергии. Полная ширина на половине высоты нейтронного распределения с энергией 24,5 кэВ составляет ~ 2 кэВ. Среднее значение потока нейтронов с энергией 24,5 кэВ, проходящего через образец $\varnothing 28$ мм, равно $2 \cdot 10^5$ нейтр./см².сек.

Для регистрации нейтронов деления, образующихся в образце урана, использовался стильбеновый сцинтилляционный детектор со схемой разделения импульсов нейтронов и γ -лучей [27]. В измерениях с образцом ^{238}U использовался кристалл стильбена $\varnothing 30 \times 20$ мм, в измерениях с образцом ^{235}U — кристалл $\varnothing 40 \times 40$ мм. Эффективность регистрации нейтронов деления схемой разделения стильбенового детектора контролировалась в промежутках между измерениями с помощью источника ^{252}Cf . Для определения потока нейтронов использовался Ge(Li)-детектор объемом ~ 40 см³, регистрирующий γ -лучи из реакции $^{10}\text{B} (n, \alpha \gamma) ^7\text{Li}$ от образца ^{10}B плотностью 0,11 г/см², располагавшегося на том же месте, что и образец урана. Вклад в отсчеты детекторов от нейтронов с энергией выше 24,5 кэВ определялся с помощью дополнительного фильтра из титана толщиной 7,1 г/см². Его пропускание составляло 0,08 для нейтронов с энергией 24,5 кэВ и 0,74 для наблюдавшихся в спектре нейтронов более высоких энергий. Градуировка эффективности стильбенового и германиевого детекторов проводилась с теми же образцами урана и ^{10}B в потоке тепловых нейтронов. Для этого использовалась та же система коллимации и фильтр из монокристаллов кремния (210 г/см²), титана (15 г/см²), серы (33 г/см²) и свинца (~ 170 мм). Радиевое отношение для такого пучка составляло 200 для используемого образца ^{10}B , являющегося черным для тепловых нейтронов.

Усредненное сечение деления по спектру нейтронов с энергией 24,5 кэВ определялось следующим образом:

$$\bar{\sigma}_{fr}^u = \sigma_{\alpha fr}^a \cdot \frac{(\sigma_f/\sigma_c)_t^u - (\sigma_f/\sigma_c)_{th}^u T_x}{(\sigma_{\alpha fr}/\sigma_c)_{th}^a} \cdot \frac{\bar{v}_{th}^u}{\bar{v}_r} \cdot \frac{1 - N_{ro}^a \sigma_{tr}^a/2}{1 - N_{ro}^u \sigma_{tr}^u/2} \times$$

$$\times \frac{N_a^b}{N_a^u} \cdot \frac{S^u}{S^b} \cdot \frac{n_r^u}{n_{th}^u} \cdot \frac{n_{th}^a}{n_r^a}, \quad (1)$$

где $\bar{\sigma}_{\alpha\gamma}^B$ - усредненное по спектру промежуточных нейтронов (со средней энергией 24,5 кэВ) сечение реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$;
 $(\bar{\sigma}_{\alpha\gamma}/\bar{\sigma}_t)^B_{th}$ - усредненное по спектру тепловых нейтронов отношение сечения реакции $(n, \alpha\gamma)$ к полному сечению ^{10}B ;
 $(\bar{\sigma}_f/\bar{\sigma}_t)^U_{th}$ и $(\bar{\sigma}_f/\bar{\sigma}_t)^U_{thx}$ - усредненные отношения сечения деления к полному сечению соответственно для прямого и пропущенного через образец урана спектров тепловых нейтронов;

T_x - пропускание потока тепловых нейтронов образцом урана;
 \bar{v}_T^U , \bar{v}_{th}^U - усредненные по спектрам промежуточных и тепловых нейтронов средние числа нейтронов на акт деления;
 $N_{я}^{U,B}$ и $N_{я0}^{U,B}$ - количество ядер ^{233}U (^{235}U) или ^{10}B в соответствующем образце и количество ядер урана или бора на 1см^2 образца; $\sigma_{th}^{U,B}$ - полное сечение взаимодействия промежуточных нейтронов с ядрами образцов урана или бора;
 $S^{U,B}$ - площадь образца урана или бора; n_T^U , n_{th}^U - скорость регистрации стильбеновыми детектором нейтронов деления от образца урана для промежуточных и тепловых нейтронов;

n_T^B , n_{th}^B - скорость регистрации $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором в фотопике γ -линии с энергией 477 кэВ из реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$ для промежуточных и тепловых нейтронов.

Из поправок, вводимых в экспериментальные значения отсчетов n_T^U , n_{th}^U , n_T^B и n_{th}^B наиболее существенными были: а) поправка на вклад в n_T^U и n_T^B фоновых нейтронов (с энергиями выше 24,5 кэВ): ее величина составляла $(1,2 \pm 0,2)\%$ для образцов урана и $(0,6 \pm 0,09)\%$ для образца ^{10}B ;
 б) поправка в n_T^U , n_{th}^U и n_T^B на многократные процессы: рассчитывалась методом Монте-Карло и составляла $(5,6 \pm 0,6)\%$ и $(5,0 \pm 0,5)\%$ в n_T^U , $(3,1 \pm 0,3)\%$ и $(2,4 \pm 0,2)\%$ в n_{th}^U соответственно для образцов ^{233}U и ^{235}U , $(2,4 \pm 0,2)\%$ в n_T^B .

Поправка в n_T^U на резонансную самоэкранировку определялась так же, как и в $1/\text{при}$ экспериментально измеренной относительной зависимости

$$\bar{\sigma}_{fx}^U / \bar{\sigma}_{ft}^U = T_{xT}(U) / T_{xT}(H), \quad (2)$$

где $\bar{\sigma}_{fx}^U$ - сечение деления, аналогичное $\bar{\sigma}_{ft}^U$ при измерении с пучком, перекрытым слоем того же изотопа урана толщиной x ; $T_{xT}(U)$ - пропускание квазимонохроматических нейтронов с энергией 24,5 кэВ через образец изотопа урана толщиной x , определенное с помощью тонкого образца того же изотопа и

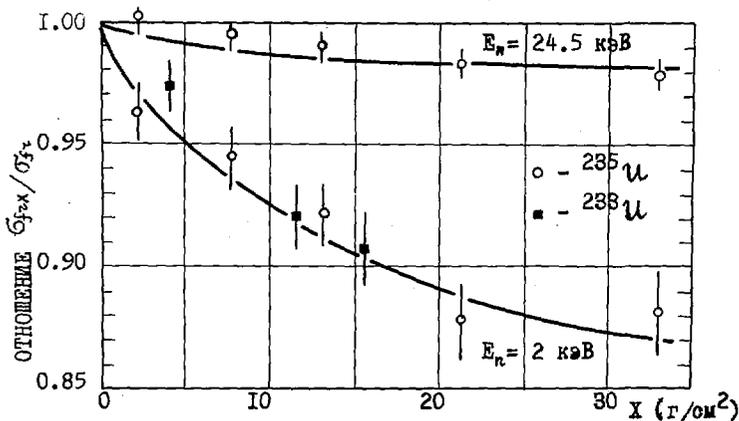
стильбеенового детектора; $T_{\text{тр}}(H)$ — пропускание того же образца урана, определенное с помощью счетчика СМД-38. На рисунке показана полученная экспериментальная зависимость $\bar{\sigma}_{\text{тр}}^{\text{U}} / \bar{\sigma}_{\text{тр}}^{\text{B}}$ от толщины образца x ^{235}U . Для сравнения на том же рисунке приведена аналогичная зависимость для нейтронов с энергией 2 кэВ [17].

Использованные в измерениях образцы ^{233}U и ^{235}U представляли собой металлические диски $\varnothing 28,1$ и $27,7$ мм. диаметр образца ^{10}B составлял $28,85$ мм. Количество обогащенного изотопа в образцах урана и бора составляло: $5,25\text{г}(0,5\%)$ в ^{233}U , $5,04\text{г}(0,5\%)$ в ^{235}U и $0,572\text{г}(1,1\%)$ в ^{10}B (в скобках указана погрешность определения). Значения констант, входящих в (1), были приняты следующими: $\sigma_{\alpha\gamma}^{\text{B}} = 3,521 \sigma(2,3\%)$ [87]; $(\sigma_{\text{т}}/\sigma_{\text{с}})^{\text{U}} = (\sigma_{\text{т}}/\sigma_{\text{с}})^{\text{B}} = 0,902(0,3\%)$ для ^{233}U и $0,889(0,3\%)$ для ^{235}U [47]; $(\sigma_{\alpha\gamma}/\sigma_{\text{с}})^{\text{B}} = 0,987(0,34\%)$ [87]; $\bar{\sigma}_{\text{т}}^{\text{U}}/\bar{\sigma}_{\text{т}}^{\text{B}} = 1,0(0,3\%)$ [57].

Пропускание тепловых нейтронов $T_{\text{т}}$ образцами ^{233}U и ^{235}U , измеренное с помощью Ge(Li) -детектора и черного для тепловых нейтронов образца ^{10}B толщиной $0,11\text{г}/\text{см}^2$, составляло соответственно $0,232(0,8\%)$ и $(0,244(0,6\%))$. Основной вклад в суммарную погрешность измерений ($2,8\%$) вносят погрешность сечения реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ ($2,3\%$) и погрешность определения количества ядер ^{10}B ($1,1\%$). Суммарная погрешность всех остальных составляющих не превышает 1% .

В таблице приведены полученные значения усредненных сечений деления ^{233}U и ^{235}U , их отношения, а также результаты последних измерений сечений этих изотопов на линейных ускорителях и оценка сечения деления ^{235}U для нейтронов с энергией $20+30$ кэВ. Кроме того, в таблице приведены результаты измерений сечений деления ^{233}U и ^{235}U , полученные на фильтре, состоящем из 65см железа, 22см алюминия и 5см серы [87].

Как видно из таблицы, для ^{233}U сечение деления хорошо согласуется для всех приведенных данных. Для ^{235}U сравнение полученных данных с результатами других измерений также показывает хорошее согласие, за исключением данных [87]. К сожалению, не удастся проанализировать причины этих расхождений, так как в [87] не приведены значения всех составляющих погрешности полученных экспериментальных данных.



	$\sigma_{fm}^{235}\text{U}$	$\sigma_{fm}^{235}\text{U}$	$\sigma_{fm}^{235}\text{U}/\sigma_{fm}^{235}\text{U}$
Настоящая работа	$2,56 \pm 0,08$	$1,97 \pm 0,06$	$1,505 \pm 0,02$
Гвин /6/	$2,85 \pm 0,17$	$2,11 \pm 0,09$	$1,37 \pm 0,09$
Блонс /7/	$2,90 \pm 0,15$	$2,20 \pm 0,11$	$1,32 \pm 0,06$
Журавлев /8/	$2,94 \pm 0,08$	$2,26 \pm 0,05$	$1,301 \pm 0,026$
Кзирр /9/		$2,016 \pm 0,087$	
Оценка /10/		$2,10 \pm 0,08$	

Список литературы

1. Мураин А.З., Рудик А.Ф., Лиоман В.А. - Нейтронная физика (материалы 4 Всесоюзного совещания по нейтронной физике, 1977, Киев). Москва, ЦНИАТоминформ, 1977, ч.2, стр.252.
2. Бровченко В.Г. и др. - ПТБ, 1961, №4, стр.49.
3. IAEA-NUCL-50496, 1975.
4. Lemmel H.D. - Nucl.Data Section, IAEA, A-1011, Vienna, 1975.
5. Boldeman J.W. et al. - Nucl.Phys., A265,337,1976.
6. Gwin R. et al. - NSE,59,79,1976.
7. Blons J. - NSE,51,130,1973.
8. Журавлев А.Д. и др. - Атомная энергия, 1977, т.42, стр.56.
9. Szirr J.V., Sidhu G.S. - NSE,60,383,1976.
10. Коньшин В.А. и др. - Циркуляр института тепло- и массообмена А.А.В.Лыкова АН БССР, Минск, 1978.

СПЕКТРЫ γ -ЛУЧЕЙ ИЗ РЕАКЦИИ $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)^{148}\text{Sm}$
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 2,24 И 55 КЭВ

А.В.Мурзин, В.А.Либман, Н.А.Лубченко, А.Ф.Рудик

(ИИИ АН УССР)

На γ -спектрометре измерены спектры γ -лучей при захвате ядром ^{147}Sm нейтронов с энергией 2, 24 и 55 кэВ, полученных на реакторе с помощью фильтров из скандия, железа и кремния. Определены значения нейтронной силовой функции и радиационной ширины для p_4 -нейтронов, составляющие соответственно $1,10 \cdot 10^{-4}$ и 91 МэВ

The γ -ray spectra from the capture of the filtered 2,24 and 55 keV neutrons by ^{147}Sm nuclide have been measured. The neutron strength functions and radiation width for p -neutrons are found to be $1,10 \cdot 10^{-4}$ and 91 MeV

До настоящего времени спектры γ -лучей из реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)^{148}\text{Sm}$ были измерены при захвате тепловых нейтронов [1] и нейтронов со средней эффективной энергией

1кэВ [2]. Как показано в [3], изучение спектров γ -лучей при усредненном по многим резонансам захвате нейтронов со средней эффективной энергией 2 и 24 кэВ дает возможность получить не только спектрометрическую информацию о нижних возбужденных уровнях ядер, но и определять соотношение s -и p -нейтронных силовых функций.

В настоящей работе были измерены спектры γ -лучей при захвате ядром ^{147}Sm нейтронов со средней эффективной энергией 2, 24 и 55 кэВ, полученных на реакторе ВВР-М с помощью фильтров из скандия, железа и кремния. Характеристики фильтров даны в таблице. Геометрия эксперимента описана в [4].

Исследуемый образец ^{147}Sm в виде окиси Sm_2O_3 находился в толкостенном ($\sim 0,7$ мм) алюминиевом контейнере с внутренним $\varnothing 35$ мм. Вес образца 59,5г, обогащение 55,5%. Образец располагался на расстоянии 450мм от выходного отверстия коллимационной системы. Средний поток нейтронов по площади образца $\varnothing 35$ мм составлял $0,8 \cdot 10^6$; $1,0 \cdot 10^6$ и $1,6 \cdot 10^6$ н/см²сек соответственно для пучка нейтронов с энергией 2, 24 и 55 кэВ. Измерения проводились с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора размером 30×41 мм и чувствительным объемом ~ 27 см³, расположенного на расстоянии

140мм от центра образца ^{147}Sm . Детектор защищался от рассеянных нейтронов 100мм слоем парафина, смешанного с $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ в отношении 3:1. Разрешение спектрометра составляло 8 кэВ при энергии γ -лучей 7 кэВ. Используемая система стабилизации позволяла проводить измерения в течение двух недель без видимого ухудшения разрешения спектрометра. Время измерения при каждой энергии нейтронов составляло 7-8 суток.

В полученных спектрах γ -лучей наблюдается характерное при усредненном по многим резонансам захвате нейтронов разделение приведенных вероятностей первичных γ -переходов из захватного состояния на ряд групп в зависимости от спина и четности конечного состояния. Это связано с тем, что усредненные по большому числу резонансов парциальные радиационные ширины первичных γ -переходов имеют незначительные флуктуации и в результате вероятность заселения, например, первичными E1 -переходами нижних возбужденных уровней ^{148}Sm со спинами $3^+, 4^+$ оказывается примерно вдвое выше, чем заселение уровней со спинами $2^+, 5^+$, так как первая группа уровней заселяется при распаде обоих значений спинов s -резонансов $3^-, 4^-$, а вторая - при распаде только одного значения спина. Аналогичная картина наблюдается также для нижних уровней с отрицательной четностью, заселение которых происходит за счет M1 -переходов из s -резонансов и, кроме того, за счет E1 -переходов из p -резонансов. Последнее обстоятельство приводит к тому, что соотношение вероятности заселения конечных состояний с положительной и отрицательной четностью оказывается зависящим от соотношения вероятности захвата s - и p -нейтронов.

На рис. показана зависимость величины $I_{\gamma, \text{отн}}/E_{\gamma}^3$ ($I_{\gamma, \text{отн}}$ - относительная интенсивность γ -перехода; E_{γ} - его энергия), принятой пропорциональной приведенной вероятности γ -перехода из захватного состояния на нижний возбужденный уровень, от энергии этого перехода при захвате нейтронов с энергией 24 кэВ. Среднее соотношение величин I_{γ}/E_{γ}^3 для переходов на уровни отрицательной и положительной четности составляет 0,42. Для нейтронов с энергией 2 и 55 кэВ это соотношение составляет 0,11 и 0,65. Для того чтобы оценить значение нейтронной синглетной функции для p -нейтронов, представим парциальное сечение захвата для первичного γ -перехода $\sigma_{\gamma, i}$, как сумму парциальных сечений захвата s - и p -нейтронов:

Сравнение отношения интенсивностей γ -переходов на уровнях отрицательной и положительной четности $\sigma_{\gamma i}^{(-)} / \sigma_{\gamma i}^{(+)}$, составляющего для нейтронов со средней эффективной энергией 1кэВ [2] и 2кэВ соответственно 0,10 и 0,11, показывает, что вклад от захвата p -нейтронов при этих энергиях не значителен ($\sim 2\%$), а соотношение $\Gamma_{\gamma i}(M1) / \Gamma_{\gamma i}(E1) = 0,10$. Следует также отметить, что вклад в $\sigma_{\gamma i}^{(+)}$ от M1-переходов при захвате p -нейтронов даже при энергии нейтронов 55 кэВ не превышает нескольких процентов. С использованием экспериментального соотношения $\sigma_{\gamma i}^{(-)} / \sigma_{\gamma i}^{(+)}$ можно получить соотношение между $\Gamma_{\gamma p}$ и $\Gamma_{n p}$ (или соответственно S_1), предположив, что среднее значение $\Gamma_{\gamma i}(E1)$ одинаково для s - и p -резонансов, и используя известные значения S_0 и $\Gamma_{\gamma s}$. Для области разрешенных резонансов $S_0 = 4,6 \cdot 10^{-4}$, $\Gamma_{\gamma s} = 70$ мэВ [6]. Однако исследование сечения радиационного захвата $\sigma_{\gamma}^{147\text{Sm}}$ в области энергий нейтронов 5+350кэВ [7] показало, что удовлетворительное описание результатов этих экспериментов может быть получено в предположении, что значение радиационной силовой функции для s -нейтронов в 8 раз превышает ее резонансное значение. Настоящие результаты позволяют определить величину $\Gamma_{\gamma s}$ из экспериментального соотношения средних значений парциальных переходов на положительные уровни $\sigma_{\gamma i}^{(+)}$ при захвате нейтронов с энергией 2 и 24 кэВ с учетом зависимости (1). Для получения экспериментального значения этого соотношения использовались данные по резонансной самоэкранировке при пропускании нейтронов с энергией 2 и 24 кэВ через образцы ^{147}Sm различной толщины. Соотношение потоков нейтронов с энергией 2 и 24 кэВ определялось с помощью образца ^{10}B толщиной 0,11г/см². Полученное в результате экспериментальное соотношение $\sigma_{\gamma i}^{(+)}(E_n=2\text{кэВ}) / \sigma_{\gamma i}^{(+)}(E_n=24\text{кэВ})$ составляет 2,25, а $\Gamma_{\gamma s} = (50 \pm 15)$ мэВ, что хорошо согласуется с данными, полученными для разрешенных резонансов.

Экспериментальное соотношение $\sigma_{\gamma i}^{(-)} / \sigma_{\gamma i}^{(+)}$ составляет для ^{147}Sm 0,42 и 0,65 соответственно для нейтронов с энергией 24 и 55 кэВ, откуда получаем соответственно соотношения $\Gamma_{\gamma p}(\text{эВ}) = 809 S_1$, и $\Gamma_{\gamma p}(\text{эВ}) = 844 S_1$. Если принять, что $\Gamma_{\gamma p} = \Gamma_{\gamma s} = 70$ мэВ, то среднее значение S_1 должно составлять $0,85 \cdot 10^{-4}$.

Для получения независимых значений S_1 и $\Gamma_{\gamma p}$ необходима дополнительная информация, например, значения полных сечений радиационного захвата или их отношения для нейтронов данных

энергии. В качестве такого отношения можно принять отношение вторичных парциальных γ -переходов с первого возбужденного уровня с энергией 550 кэВ в основное состояние. Такое предположение будет справедливо в случае, если абсолютная интенсивность данного γ -перехода одинакова для распада β - и ρ -резонансов. Экспериментальное отношение парциальных сечений для данного перехода $\sigma_{Ti}^{(2)}/\sigma_{Ti}^{(24)}$ (индекс в скобках показывает значение энергии нейтрона) составляет 6,5. Принимая во внимание, что $\sigma_{Ti}^{(2)}(E_n=2\text{кэВ})/\sigma_{Ti}^{(24)}(E_n=24,5\text{кэВ}) \approx \sigma_{Ti}^{(2)}/\sigma_{Ti}^{(24)} \approx 9,54$, получаем, что $\sigma_{T\rho}^{(2)}/\sigma_{T\rho}^{(24)} \approx 0,41$. Если теперь представить $\sigma_{T\rho}^{(2)}$ и $\sigma_{T\rho}^{(24)}$ в виде (I) (вместо Γ_{Ti} необходимо при этом подставить $\Gamma_{T\rho}$ или $\Gamma_{T\rho}$) и учесть, что $\Gamma_{T\rho}(\text{эВ}) \approx 827 \beta_1$, в результате получим $\Gamma_{T\rho} = (91+28)\text{мэВ}$, а $S_1 = (1,1+0,27) \cdot 10^{-4}$.

Состав сцинтиллятора (мм)	Средняя энергия нейтронов (кэВ)	ПШПВ нейтронной линии (кэВ)	Поток нейтронов (н/см ² ·сек) $\cdot 10^8$
β (850) Co (30) Ti (35) S (180)	1,9	0,7	0,69
Fe (250) Al (350) S (65)	24,3	2,0	1,3
Si (875) S (205) B (1)	55	2,0	2,1

Список литературы

1. Грошев Л.В. и др. - Ядерная физика, 1971, т.14, вып.3, с.473.
2. Smither R.K., Buss D.J. - Phys.Rev. C, 1970, 20, N4, p.1513.
3. T. von Egidy et al. - Phys.Rev.C, 1979, 20, N3, p.944.
4. Мурзин А.В. и др. Материалы данной конференции.
5. Lynn J.E., The Theory of Neutron Resonance Reactions. - Clarendon Press, Oxford, 1968, p.226
6. Maghabghab S.F., Garber D.J. - ENL-325, Third Edition, 1973.
7. Кононов В.Н. и др. - Ядерная физика, 1977, т.2, вып.5, с.947.

АНАЛИЗ ДАННЫХ ПО ПРОПУСКАНИЮ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ
ЧЕРЕЗ ТОЛСТЫЕ ОБРАЗЦЫ ^{239}Pu

В.В. Колесов, В.Ф. Украинцев, А.А. Лукьянов
(ФЭИ)

С использованием детальных файлов сечений в резонансной области, измеренных с хорошим разрешением, рассчитаны средние по отдельным энергетическим группам пропускания как функции толщины образцов ^{239}Pu . Показано, что для больших толщин результаты расчетов заметно расходятся с данными прямых экспериментов по пропусканию.

The transmission averaged over the energy groups have been calculated as function of ^{239}Pu sample thickness, using the cross section detailed files in resonance range, measured with fine resolution. The calculated results for large thicknesses are in agreement with the data of direct transmission experiments.

Проведенные недавно детальные измерения функций пропускания резонансных нейтронов для широкого набора толщин образцов различных делящихся ядер содержат весьма подробную и точную информацию о детальной энергетической структуре сечений взаимодействия [1,2]. Общая программа теоретического анализа этих данных заключается в определении согласованного набора резонансных параметров соответствующей многоуровневой схемы описания сечений, воспроизводящей все детали энергетической зависимости спектров пропускания для всех толщин образцов [3]. Это весьма громоздкая и сложная задача, требующая привлечения большого объема добавочных данных об энергетической структуре сечений, учета особенностей экспериментального разрешения, специально разработанных поисковых программ, оперирующих огромными массивами экспериментальных данных и большим набором опре-

деленных параметров. Практические требования к точности описания сечений как в резонансах, так и в межрезонансной области, однако, настолько жестки, что не позволяют ограничиться здесь обычными приближенными представлениями сечений или непосредственно результатами их измерений. Иллюстрацией этого положения служит данная работа, где исследуется возможность интерпретации экспериментальных данных по пропусканию резонанских нейтронов через образцы ^{239}Pu различной толщины на основе имеющихся файлов (наборов) экспериментальных данных по полному сечению, измеренных с хорошим разрешением.

Рассмотрим средние по отдельным энергетическим интервалам (группам) пропускания

$$\langle T(n) \rangle_i = \frac{\int_{E_i}^{E_{i+1}} \varphi(E) \exp[-n\sigma(E)] dE}{\int_{E_i}^{E_{i+1}} \varphi(E) dE}, \quad (1)$$

где E_{i+1} и E_i — верхняя и нижняя границы i -й группы; n — толщина образца в единицах яд/барн; $\varphi(E)$ — спектр нейтронов падающего пучка, который в рассматриваемых экспериментах близок к $\text{const } E^{-3,4}$ [1,2]. Пропускания (1) определяются практически усреднением детальных спектров пропускания на различных толщинах по группам, ширина которых значительно превышает экспериментальное разрешение. Это позволяет пренебречь в определении $\langle T(n) \rangle_i$ структурой функции разрешения.

Анализируя полученные экспериментальные зависимости средних по отдельным группам пропусканий от толщины образцов, можно очевидного вывода, что на больших толщинах $\langle T(n) \rangle_i$ существенно превышает $\exp[-n\langle\sigma\rangle_i]$, интересно выяснить возможность непосредственного расчета пропусканий, используя имеющиеся файлы полных сечений $\sigma(E)$, измеренных с хорошим разрешением. Для этой цели воспользовались данными Дерриена по полному сечению ^{239}Pu , измеренному при температуре жидкого азота с разрешением 0,008 мксек/м в области $6 < E < 36$ эв, 0,004 мксек/м для $36 < E < 70$ эв, 0,002 мксек/м для $70 < E < 200$ эв и 0,001 мксек/м от 200 эв до 30 кэВ [4]. При использовании соответствующих файлов библиотеки ENDFB [5] возникает необходимость перевода данных к другой температуре. Следуя общей схеме учета температурной зависимости ре-

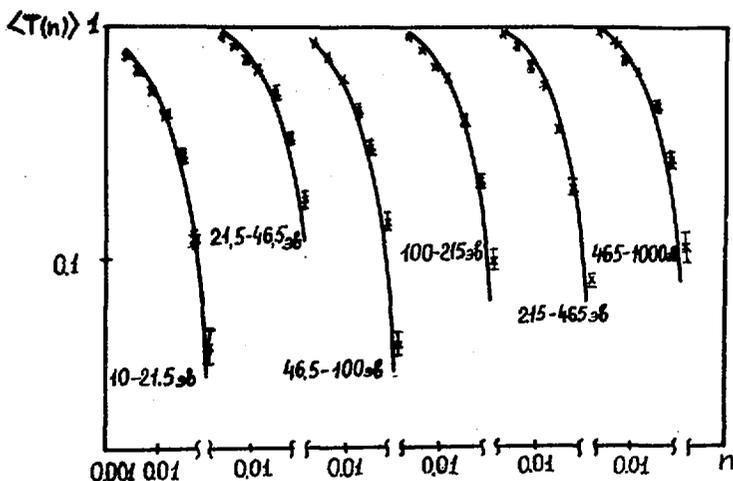
резонансных сечений, можно предложить приближенную процедуру такого перевода данных [3]:

$$\sigma(E, T_2) = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} \int \sigma(E', T_1) \exp\left[-\frac{(E-E')^2}{\Delta^2}\right] dE', \quad (2)$$

где $\Delta^2 = \Delta_2^2 - \Delta_1^2 = \frac{4kE}{A+1} (T_2 - T_1) \approx 0,00027 E$.

Подобным способом можно также перейти от сечений, измеренных с одним разрешением, к сечениям для более широкого разрешения.

На рисунке приведены результаты нашего расчета средних пропусканий в различных группах и данные прямых измерений работы [1].



Средние по группам пропускания : расчет и экспериментальные данные [1].

В первых группах соответствие расчетных и экспериментальных результатов хорошее, что указывает на достаточно точное воспроизведение реальной энергетической структуры сечения в эксперименте Деррисена для соответствующих областей. При переходе к более высоким энергиям все очевиднее расхождение расчетных и экспериментальных данных при больших толщинах, что объясняется недо-

статистическим разбросом для выявления точных сечений в минимумах.

Наиболее существенно это сказывается в интегральных по толщине характеристиках пропускания так называемых коэффициентах самоэкранирования полного сечения [1] (см. таблицу):

$$f_i = \left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle_i / \left[\left\langle \sigma \right\rangle_i \left\langle \frac{1}{\sigma^2} \right\rangle_i \right]. \quad (3)$$

Коэффициенты самоэкранирования в группах

группа	10-21,5	21,5-46,5	46,5-100	100-215	215-465	465-1000
эксп.	0,124	0,162	0,165	0,269	0,361	0,386
расчет	0,109	0,180		0,380		0,615

Необходимое расхождение данных экспериментов по пропусканию с расчетами, малоиспользуемыми наилучшие из имеющихся в настоящее время файлы резонансных сечений ^{239}Pu , проявляется и в сечениях деления, измеренных методом самоидентификации в зависимости от толщины фильтра [1;2].

Таким образом, можно сделать вывод о необходимости предварительного многоуровневого анализа резонансных сечений для более точного расчета пропусканий и сечения деления на фильтрованном пучке. Это позволит восстановить истинные сечения, не деформированные экспериментальным разбросом, и уточнить параметры резонансов так, чтобы правильно описывать данные по пропусканию для всех толщин образцов.

Список литературы

1. Бакалов Т. и др. В сб.: Ядерные константы. Т.37, вып.2, М., ЦНИИАтоминформ, 1980, с.26.
2. Бакалов Т. и др. Доклад на Международную конференцию по ядерным сечениям для реакторов.-Ноксвилл, США, 1979.
3. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений.- М., Атомиздат, 1978.
4. Derrien H. et al.-Proceedings of Conference on Nucl-Data for Reactors (Paris), IAEA, Vienna, 2, p. 195 (1967).
5. CINDA - A (1935 - 1976). Vol. 2.

ФУНКЦИЯ ПРОПУСКАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ
НЕРАЗРЕШЕННЫХ УРОВНЕЙ

А. В. Комаров, А. А. Лукьянов
(ФЭИ)

Вводится понятие средней по многим резонансам функции пропускания нейтронов и исследуются её общие математические свойства. Найдена асимптотическая зависимость этой функции при больших толщинах образцов. Получены соответствующие выражения для коэффициентов самоэкранирования групповых сечений и приближенные представления функций пропускания.

The transmission function and her mathematical properties are considered. We have analysed an asymptotical behaviour of this function for thick samples. Self-shielding factors of group cross sections and some approximations are presented.

Данные по измерению пропускания нейтронов в области неразрешенных резонансов указывают на существенную роль реальной энергетической зависимости сечений в этой области, сказывающуюся в неэкспоненциальном характере зависимости функции пропускания от толщины образцов исследуемого вещества. При отсутствии информации о структуре сечений необходимо привлекать к анализу теоретические модели энергетической зависимости, учитывающие как резонансные, так и интерференционные особенности энергетической структуры. Идея подобного моделирования для анализа средних по резонансам составного ядра пропусканий рассматривалась ранее в работах [1,2].

Для ядер, где возможным конкурирующим процессам является упругое рассеяние и радиационный захват, сечения в области неразрешенных резонансов аппроксимируются периодическими функциями:

$$\sigma = \sigma_m + \sigma_0 \frac{(\cos \varphi - S^{-1} \operatorname{tg} Z \sin \varphi)^2}{1 + S^2 \operatorname{tg}^2 Z}; \quad (I)$$

$$\sigma_x = \sigma_{0x} (1 + tg^2 z) / (s^2 + tg^2 z), \quad (2)$$

где $s = \pi \Gamma / 2 \mathcal{D}$ - силовая функция; φ - фаза потенциального рассеяния; $\sigma_m = \sigma_p - \sigma_0 \sin^2 \varphi$ - сечение в интерференционном минимуме; σ_0 и σ_{0x} - сечения в резонансных максимумах, $z = \pi E / \mathcal{D}$ [2]. (Для простоты здесь представлены формулы в случае лишь одной системы резонансных уровней с определенным спином и четностью). В работе [1] с использованием выражений данной модели (1) и (2) получена зависимость от толщины образца среднего сечения радиационного захвата, измеренного на фильтрованном пучке (методом самоиндикации) в виде

$$\langle \sigma_x e^{-n\sigma} \rangle = \langle \sigma_x \rangle I_0(n\sigma_0/2) \exp(-n\sigma_m - n\sigma_0/2), \quad (3)$$

где скобки означают усреднение по энергии (в нашей модели по периоду $0 \leq z \leq \pi$).

Данная работа посвящена исследованию средней по резонансам функции пропускания $T(n\sigma_0, s, \varphi)$, определяемой как интеграл:

$$\begin{aligned} e^{n\sigma_m} \langle e^{-n\sigma} \rangle &= T(n\sigma_0, s, \varphi) = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \exp\left[-n\sigma_0 \frac{(\cos\varphi - s^{-1} tg z \sin\varphi)^2}{1 + s^2 tg^2 z}\right] dz = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{-n\sigma_0 \sin^2 u} \frac{(1-t^2)}{1+t^2 - 2t \cos 2(u-\varphi)} du, \end{aligned} \quad (4a)$$

(4b)

где $t = (1-s)/(1+s)$. Этот интеграл выражается через бесселевы функции двух комплексных переменных и в общем виде представляется как ряд Неймана [3,4]:

$$T(n\sigma_0, s, \varphi) = e^{-n\sigma_0/2} \left[I_0\left(\frac{n\sigma_0}{2}\right) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} I_k\left(\frac{n\sigma_0}{2}\right) t^k \cos 2k\varphi \right]. \quad (5)$$

Пользуясь полученными представлениями, легко установить некоторые общие свойства интеграла пропускания:

- 1) $T(n\sigma_0, s, \varphi) = T(n\sigma_0, s^{-1}, \pi/2 - \varphi)$;
- 2) $T(n\sigma_0, 1, \varphi) = I_0(n\sigma_0/2) \exp(-n\sigma_0/2)$;

3) функции $T(n\sigma_0, s, \varphi)$ определяются бesselевыми функциями двух мнимых переменных, подробно исследованными в работе [5];

4) при $n\sigma_0 \ll 1$ -

$$T(n\sigma_0, s, \varphi) \approx 1 - n\sigma_0 \frac{m+s}{(1+s)^2} + \frac{1}{2} (n\sigma_0)^2 \left[\frac{(m+s)^2}{(1+s)^4} + \frac{s}{2(1+s)^2} \right],$$

где $m = \sin^2 \varphi + s^2 \cos^2 \varphi$;

(7a)

5) при $n\sigma_0 \gg 1$ -

$$T(n\sigma_0, s, \varphi) \approx \frac{s}{m\sqrt{\pi n\sigma_0}} \left[1 + \frac{1}{4n\sigma_0} \cdot \frac{6m(1+s^2) - 3m^2 - 8s^2}{m^2} \right].$$

(7b)

Для поиска различных приближенных форм функции пропускания и интегралов от неё весьма полезно знание лаплас.-отображения [4]:

$$\begin{aligned} \tilde{T}(p, s, \varphi) &= \int_0^{\infty} T(n\sigma_0, s, \varphi) e^{-pn\sigma_0} dn\sigma_0 = \\ &= \frac{1}{\sqrt{p(p+1)}} \cdot \frac{(1+s^2)\sqrt{p(p+1)} + 2sp + s}{(1+s^2)p + m + 2s\sqrt{p(p+1)}} = \frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial p}, \end{aligned}$$

(8)

где $F = (1+s^2)p + m + 2s\sqrt{p(p+1)}$.

Очевидно, что соответствующее лаплас.-отображение среднего по резонансам пропускания есть

$$\langle e^{-n\sigma} \rangle = \int_0^{\infty} T(n\sigma_0, s, \varphi) e^{-n(\sigma_m + p\sigma_0)} dn\sigma_0 = \tilde{T}\left(p + \frac{\sigma_m}{\sigma_0}, s, \varphi\right).$$

(9)

Зная лаплас.-отображение, просто определить средние по резонансам групповые характеристики:

$$\langle \frac{1}{\sigma} \rangle = \int_0^{\infty} \langle e^{-n\sigma} \rangle dn = \frac{1}{\sigma_0} \tilde{T}\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_0}, s, \varphi\right)$$

(10)

$$\text{и} \quad \langle \frac{1}{\sigma^2} \rangle = \int_0^{\infty} n \langle e^{-n\sigma} \rangle dn = -\frac{1}{\sigma_0^2} \frac{\partial}{\partial p} \tilde{T}(p, s, \varphi) \Big|_{p = \frac{\sigma_m}{\sigma_0}} =$$

$$= \frac{1}{\sigma_0^2} \left\{ \tilde{T}^2\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_0}, s, \varphi\right) - \frac{1}{F} \frac{\partial^2 F}{\partial p^2} \Big|_{p = \frac{\sigma_m}{\sigma_0}} \right\},$$

(11)

необходимые для нахождения коэффициентов самоэкранирования

групповых сечений в стандартных многогрупповых схемах реакторных расчетов [2]. Основываясь на данных по зависимости пропускания от толщины образца, можно выразить получаемые экспериментально средние функционалы сечений как комбинации параметров:

$$\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2 = s \sigma_0^2 / 2 (1+s)^2, \quad (12)$$

$$\left(\left\langle \frac{1}{\sigma^2} \right\rangle - \left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle^2 \right) / \left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle = \frac{s}{2} \frac{\sigma_0^2}{\sigma_m (\sigma_0 + \sigma_m)} \times$$

$$\times \frac{1}{(\sqrt{s\sigma_m + \sqrt{\sigma_m + \sigma_0}})(\sqrt{\sigma_m + s\sqrt{\sigma_m + \sigma_0}})} \approx \frac{s}{2\sigma_m} \cdot \frac{1}{s + \sqrt{\sigma_m/\sigma_0}}. \quad (13)$$

Были проведены численные расчеты функций пропускания $T(n\sigma_0, s, \psi)$ для разных значений параметров и исследованы приближенные формы ее представления в практических приложениях [4]. Представленные здесь результаты расчетов для $\psi = 0$ (см. рисунок) могут быть использованы также для приближенных вычислений функций пропускания при $\psi \neq 0$. Полагая

$$T(n\sigma_0, s, \psi) \approx T(n\sigma'_0, s', 0),$$

из сравнения соответствующих асимптотических представлений (7а) и (7б) найдем:

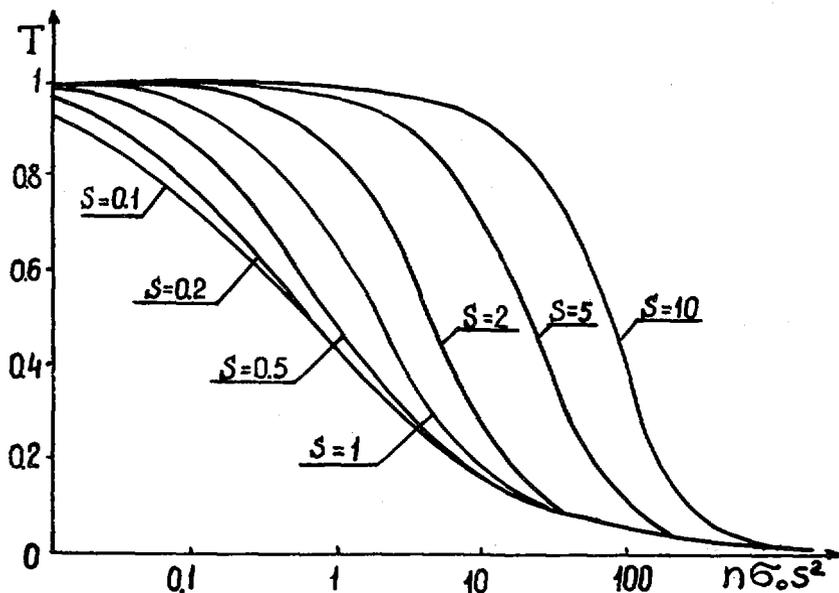
$$s' = \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{m^2(1+s)^2}{s^2(m+s)}} - \frac{1}{2}, \quad \sigma'_0 (s')^2 = \sigma_0 m^2 / s^2. \quad (14)$$

Более подробно аппроксимационные формулы для $T(n\sigma_0, s, \psi)$ обсуждаются в работе [4].

Исследования математических свойств функции пропускания в нашем модельном подходе показывают, что в предельных случаях больших и малых толщин образцов зависимость от толщины отличается от экспоненциальной, особенно для толстых образцов. Характерный параметр толщины здесь — произведение

$$n\sigma_0 m^2 / s^2 \gg 1,$$

существенно зависящее от фазы потенциального рассеяния (при $\psi = 0$ — $n\sigma_0 s^2 \gg 1$, а при $\psi = \frac{\pi}{2}$ — $n\sigma_0 \gg s^2$). Этот вывод указывает на ограниченность обычно используемого представления функции пропускания как суммы экспонент [6].



Функции пропускания $T(n\sigma_0, s, 0)$

Список литературы

1. Лукьянов А.А. В сб.: Нейтронная физика (4-я конф., 1977г.) ч. I, с.75, М., ЦНИИАтоминформ, 1977.
2. Лукьянов А.А., Орлов В.В. В сб.: Теория и методы расчета ядерных реакторов, под ред. Г.М.Марчука, М., Атомиздат, 1962.
3. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
4. Комаров А.В., Лукьянов А.А. -Препринт ФЭИ-894, 1979.
5. Барк Л.С., Кузнецов П.И. Таблицы цилиндрических функций от двух мнимых переменных. - М., изд-во ВЦ АН СССР, 1962.
6. Николаев М.Н. Исследования по физике распространения быстрых и промежуточных нейтронов в средах. Диссертация, МИФИ, 1964.

ИЗМЕРЕНИЕ ФАКТОРОВ РЕЗОНАНСНОЙ БЛОКИРОВКИ СЕЧЕНИЯ
ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ УРАНА-238

В.Н.Кожиков, Е.Д.Полетаев, М.В.Боховко,
Л.Е.Казанов, В.М.Тимохов
(ФЭИ)

Получены факторы резонансной блокировки сечения захвата нейтронов для урана-238 в области энергий 20 - 100 кэВ путём измерения пропускания и самоиндикации на спектрометре нейтронов по времени пролёта на ускорителе ЭГ-1 ФЭИ.

The resonance self-shielding factors for neutron capture cross-section of uranium-238 in the energy range from 20 to 100 keV have been obtained by measuring of transmission and self-indication on neutron time-of-flight spectrometer EG-1 FEI.

В настоящее время выдвигаются весьма высокие требования к точности измерения констант для расчёта реакторов на быстрых нейтронах, достигающие в случае сечения захвата нейтронов в уране-238 2,5 - 3% в широкой области энергий. Факторы резонансной блокировки, с помощью которых обычно производится учёт структуры нейтронных сечений в области неразрешённых резонансов [1], очевидно, должны быть известны с таким же уровнем точности. В связи с большим расхождением экспериментальных данных [2] и результатов расчёта по средним резонансным параметрам нами были выполнены новые измерения факторов резонансной блокировки сечения захвата для урана-238 в области энергий 20 - 100 кэВ.

Метод экспериментального определения фактора блокировки f_c заключается в измерении частичного пропускания T_c и пропускания по полному сечению T_t при различных толщинах τ фильтров из урана-238 [2]:

$$f_c = \frac{\int T_c(\tau) d\tau}{\int T_t(\tau) d\tau}. \quad (I)$$

Измерения пропусканий производились на спектрометре нейтронов по времени пролёта на ускорителе ЭГ-1 ФЭИ. Блок-схема эксперимента показана на рис. Измерения проводились с разрешением ~ 7 нсек/м. Пропускание по полному сечению $T_t(\tau)$

Для получения групповых значений факторов блокировки требуется произвести усреднение экспериментальных данных по спектру I/E. В условиях нашего эксперимента такое усреднение является необходимым, поскольку спектр нейтронов используемого источника (реакция ${}^7\text{Li}(\rho, n){}^7\text{Be}$) сильно отличается от фермиевского. Такое усреднение производилось с использованием следующих эквивалентных соотношений:

$$\langle T_c(\tau) \rangle = \frac{\sum_i N_c^i(\tau)/\varphi_i E_i}{\sum_i N_c^i(0)/\varphi_i E_i} \quad \text{или} \quad \langle T_c(\tau) \rangle = \frac{\sum_i T_c^i(\tau) G_c^i/E_i}{\sum_i G_c^i/E_i}; \quad (4)$$

$$\langle T_t(\tau) \rangle = \frac{\sum_i N_t^i(\tau)/\varphi_i E_i \sigma_{n\alpha}^i}{\sum_i N_t^i(0)/\varphi_i E_i \sigma_{n\alpha}^i} \quad \text{или} \quad \langle T_t(\tau) \rangle = \frac{\sum_i T_t^i(\tau)/E_i}{\sum_i 1/E_i}. \quad (5)$$

В этих соотношениях угловые скобки обозначают усреднение в пределах группы; φ_i - величина нейтронного потока из реакции ${}^7\text{Li}(\rho, n){}^7\text{Be}$ [3].

В результате проведенных измерений были получены факторы резонансной блокировки сечения захвата для урана-238 в 9и 10 группах, которые представлены в таблице.

№	E_n , кэВ	Наст. работа	[2]	БНАБ-78 [4]
9	46,5 - 100	$0,89 \pm 0,03$	0,92	0,962
10	21,5 - 46,5	$0,81 \pm 0,04$	0,82	0,924

Определение факторов блокировки производилось по соотношению (I) в предположении экспоненциальной зависимости пропусканий от толщины фильтра, которая подтверждается экспериментально вплоть до пропусканий, равных 0,1. Отметим, что использованный диапазон толщин фильтров охватывает 80 - 95% полной площади под кривыми пропускания. Величина погрешности, приведенная в таблице, представляет среднеквадратичное отклонение результатов, полученных для различных толщин фильтров. Оценка систематической погрешности измерений пропусканий, полученная из сравнения двух экспозиций без фильтра, которые были включены в цикл измерений, составляла 0,2% для $\langle T_t(\tau) \rangle$ и 0,6% для $\langle T_c(\tau) \rangle$, что не вносило существенной погрешности в величину $\langle f_c \rangle$.

В заключение отметим, что в данном эксперименте по сравнению с [2] благодаря усовершенствованию спектрометра измерения были выполнены в значительно более благоприятных с точки зрения фона условиях. Дальнейшее увеличение интенсивности нейтронного источника на спектрометре позволит расширить диапазон измерений в сторону более низких энергий нейтронов и даст возможность выполнить измерения факторов резонансной блокировки с высокой точностью.

Список литературы

1. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчёта ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
2. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. Нейтронная физика. (Материалы 2-ой конференции по нейтронной физике, Киев, 1973) ч.2, Обнинск, 1974, с.199; Резонансное поглощение нейтронов. (Материалы семинара по резонансному поглощению нейтронов, Москва, 1977) М., ЦНИИатоминформ, 1978, с.185.
3. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Юрлов Б.Д.- Атомная энергия, т.43, в.4, с.303.
4. Абагян Л.П. и др.- Атомная энергия, 1980, т.48, в.2, с.117.

АБСОЛЮТНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО
ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В УРАНЕ-238
В. Н. Кононов, Е. Д. Поletaев, М. В. Божовко,
Л. Е. Казаков, В. М. Тумохов
(ФЭИ)

Представлены метод и предварительные результаты измерений сечений захвата нейтронов в уране-238 и золоте-197 в области энергий 15 - 480 кэВ с использованием импульсного электростатического генератора. Сечения нормированы с помощью техники насыщенного резонанса.

The method and previous results of measurements of U-238 and Au-197 for incident neutron energies between 15 keV and 480 keV using a pulsed electrostatic generator are described. The cross-section were normalized by the saturated resonance technique.

Сечение радиационного захвата нейтронов в уране-238 в области энергий от 1 до 500 кэВ относится к числу наиболее важных ядерных данных для расчёта КВ быстрого бридера, неопределённость в величине которого в настоящее время остаётся большой [1].

В основе разработанного абсолютного метода измерения сечения захвата лежит применение большого жидкостного сцинтилляционного детектора (БЖСД) для регистрации мгновенных γ -лучевых событий захвата и наносекундной техники времени пролёта на импульсном электростатическом генераторе (ЭГ) для определения энергии нейтронов и дискриминации фона. В отличие от традиционных измерений сечений захвата на аналогичных спектрометрах, проводившихся относительными методами, в этом эксперименте благодаря осуществлению на ускорителе ЭГ-1 ФЭИ режима спектрометра резонансных нейтронов была использована методика насыщенного резонанса, которая позволила исключить прямое измерение эффективности детектора событий захвата и абсолютное измерение потока нейтронов.

Необходимыми условиями для использования метода насыщенного резонанса, которые накладываются на образец, являются $n\sigma_0 \gg 1$ и $\Gamma_\gamma > \Gamma_n$ (n - толщина образца; σ_0 , Γ_γ , Γ_n -

параметры резонанса). В этом случае вероятность радиационного захвата нейтрона в образце равна.

$$P_c = [1 - \exp(-n\delta_t)] \frac{\delta_c}{\delta_t} S \quad (1)$$

и в достаточно широкой области вблизи центра резонанса постоянна и близка к 1. В наблюдаемой скорости счёта событий захвата $N_c(E)$ будет наблюдаться полочка, обусловленная поглощением в образце почти всех нейтронов. Величина P_c (и поправка на поглощение после рассеяния S) может быть получена расчётным путём с высокой точностью. Удобными с точки зрения применения этого метода при умеренном энергетическом разрешении являются резонансы: ^{109}Ag (5,19 эВ), ^{121}Sb (6,24 эВ), ^{133}Cs (5,9 эВ), ^{181}Tl (4,28 эВ), ^{197}Au (4,9 эВ), ^{238}U (6,67 эВ), а также ряд других.

Измеряемые в эксперименте скорости счёта событий захвата N_c и монитора нейтронного потока N_m в резонансной и быстрой областях энергий (в предположении, что захватный образец является тонким для быстрых нейтронов, а пропускание монитора, расположенного перед образцом, близко к 1) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} N_c^p &= \phi^p \epsilon_c^p P_c; & N_m^p &= \phi^p \epsilon_m \delta_m^p; \\ N_c^\delta &= \phi^\delta \epsilon_c^\delta n \delta_c^\delta; & N_m^\delta &= \phi^\delta \epsilon_m \delta_m^\delta. \end{aligned} \quad (2)$$

В этих соотношениях индексы "р" и "б" относятся к опытам в резонансной и быстрой областях; ϕ - поток нейтронов, падающих на образец; ϵ_c - эффективность регистрации событий захвата по γ -лучам; δ_m - сечение реакции (n, α), используемой в нейтронном мониторе; ϵ_m - собственная эффективность регистрации монитора; n - толщина захватного образца. Из соотношений (2) может быть получено сечение захвата нейтронов в быстрой области

$$\delta_c^\delta = \frac{(N_c/N_m)^\delta}{(N_c/N_m)^p} \frac{P_c}{n} \frac{\epsilon_c^p}{\epsilon_c^\delta} \frac{\delta_m^\delta}{\delta_m^p}. \quad (3)$$

При сохранении условий измерений в быстрой и резонансной областях (геометрии пучка нейтронов, характеристике детекторов и др.) все величины, входящие в (3), могут быть определены экспериментально. Величина отношения $\epsilon_c^p/\epsilon_c^\delta$ является поправкой на чувствительность детектора событий захвата к возможным изменениям в спектре и множественности γ -лучей захвата при переходе от насыщенного S -резонанса к измерениям в области быст-

рых нейтронов. Для уменьшения погрешности, связанной с этим эффектом, дополнительно может быть применён метод весовой функции (см. доклад на настоящей конференции).

Применение этого метода требует дополнительного измерения амплитудных спектров $A(\nu)$ детектора событий захвата. Если весовая функция для используемого детектора $G(\nu)$ известна, то можно написать:

$$\begin{aligned} \sum A^p(\nu) G(\nu) &= \epsilon_c^p P_c B_n; \\ \sum A^\delta(\nu) G(\nu) &= \epsilon_c^\delta n \sigma_c^\delta (B_n + E_n), \end{aligned} \quad (4)$$

что эквивалентно первому и третьему соотношению из (2). Используя (4), можно получить сечение захвата быстрых нейтронов:

$$\sigma_c^\delta = \frac{[\sum A(\nu) G(\nu) / N_n]^\delta}{[\sum A(\nu) G(\nu) / N_n]^p} \frac{P_c}{n} \frac{\sigma_n^\delta}{\sigma_n^p} \frac{B_n}{(B_n + E_n)}. \quad (5)$$

В этом выражении по сравнению с (3) отсутствует отношение эфф-эффективностей $\epsilon_c^p / \epsilon_c^\delta$, что исключает необходимость рассмотрения вопроса об изменении спектра и множественности γ -лучей захвата при переходе от резонансных к быстрым нейтронам, а также позволяет применить метод для ядер, не имеющих удобных низколежащих резонансов для нормировки сечений.

Реализация описанного абсолютного метода измерения сечения захвата быстрых нейтронов была осуществлена на спектрометре быстрых и резонансных нейтронов на базе ускорителя ЭГ-1 ФЭИ. Экспериментальная установка и спектрометрическая аппаратура описаны в [2], а также в докладах, представленных на настоящую конференцию. На рис. 1 показаны результаты измерений в области насыщенного резонанса ^{133}Cs ($E_0 = 5,9$ эВ). Сплошной линией показан расчёт с учётом поправки на поглощение нейтронов после рассеяния, которая составила $\sim 3\%$. Поправка рассчитана по формуле $S = (1 + \lambda \frac{f_n}{f_0})$, где λ - геометрический фактор ($\lambda = 0,5 + 0,7$). Эта формула является хорошим приближением для центральной части резонанса. На рис. 2 представлены предварительные результаты измерений сечений захвата быстрых нейтронов в ^{238}U и ^{239}Pu . Для получения сечений были использованы оба подхода, основанные на соотношениях (3) и (5). Результаты оказались совпадающими в пределах статистической точности, достигнутой в предварительных измерениях, которая составляла 5 - 7%. Данные сравниваются с результатами работ [3], [4], [5] и с оценкой ENDF/B-IV.

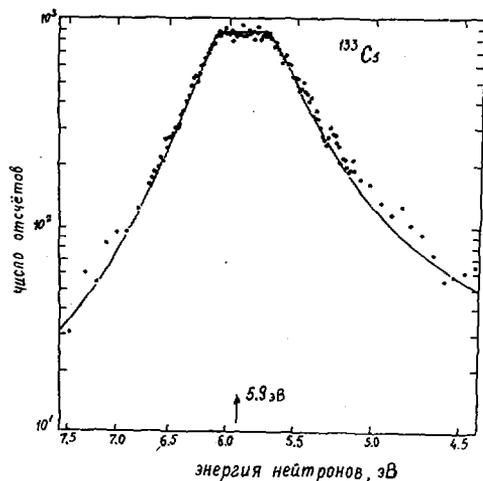


Рис.1. Измеренная и расчётная скорость счёта событий захвата нейтронов в резонансе ^{133}Cs ($E_0=5,9$ эВ). Точки - эксперимент, сплошная линия - расчёт по формуле (1)

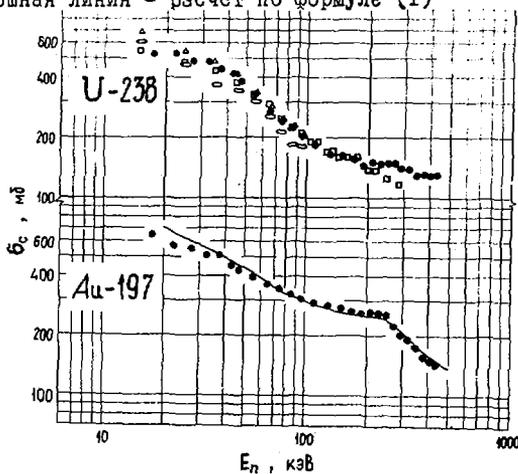


Рис.2. Сечения захвата быстрых нейтронов в уране-238 и золоте-197. ● - данная работа (предварительные результаты); ○ - данные Моксона [3], □ - Фрике [4], Δ - де Сосюра [5]; сплошная линия - оценки ENDF/B-IV

Список литературы

1. Усачёв Л.Н., Бобков Ю.Г. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов.- М., Атомиздат, 1980.
2. М.В.Боховко, Л.Е.Казakov, В.Н.Кононов и др.-Препринт ФЭИ-973. Обнинск, 1979.
3. M.C. Moxon, - AERE-R6074, 1969.
4. M.P. Fricke e. a. - Helsinki, v.2, 265, 1970.
5. De Saussure e. a. - Nucl.Sci. Eng., v.51, 385, 1973.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
С ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Ю.В. Петров, А.И. Шляхтер
(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Развит вероятностный подход к оценке неизвестных тепловых сечений. Получено простое выражение для ожидаемой величины сечения. В рамках статистической модели найдены функции распределения истинных сечений около своих ожидаемых значений.

A statistical approach to the estimation of unknown thermal neutron cross sections is developed. A simple formula for the expected cross section value is obtained. The distribution functions for the ratios of actual thermal cross sections to their expected values are calculated.

В настоящее время сечения захвата тепловых нейтронов измерены для сотен ядер ^[1]. Однако для большинства нестабильных ядер они до сих пор не известны. Ещё меньше сведений о тепловых сечениях (n, α) реакции ^[2] и реакции неупругого ускорения нейтронов на изомерах INNA (INelastic Neutron Acceleration), недавно открытой на ядре ^{152m}Ba ^[3]. Между тем в ряде случаев нужно уметь заранее оценивать такие сечения (при планировании экспериментов, оценке выгорания изотопов в высоких нейтронных потоках и т.д.).

В области тепловых энергий даже для близких ядер сечения могут отличаться на несколько порядков и точно предсказать их не возможно. Это происходит как из-за различия средних характеристик разных ядер, так и из-за случайных флуктуаций параметров резонансов, ближайших к нулевой энергии налетающего нейтрона. В рамках предлагаемого подхода эти флуктуации учитываются с помощью универсальных функций распределения $S_r(Z)$, $Z \equiv \sigma_r / \sigma_r^*$, представляющих собой вероятность того, что отношение истинного сечения реакции σ_r к его ожидаемому значению σ_r^* не превышает Z . Величина σ_r^* вычисляется для каждого ядра через его средние параметры. При этом становится возможным количественно оценить вероятность появления тех или иных значений сечения.

[4] Впервые такой подход использовал еще в 1939г. И.И.Гуревич для оценки среднего расстояния между S -резонансами в ядрах с большими сечениями захвата. В то время реальные законы распределения резонансных параметров были не известны, поэтому удалось установить лишь характер асимптотического поведения $S_{\gamma}(Z)$ при $Z \rightarrow \infty$. Для оценки диапазона изменения тепловых сечений захвата Кук и Уолл [5,6] использовали прямое статистическое моделирование на ЭВМ с учетом флуктуаций резонансных параметров. Полученные распределения оказались очень широкими, и авторы пришли к выводу, что неизвестные тепловые сечения можно оценить только по порядку величины.

В предположении, что все резонансные параметры равны своим средним значениям, для ожидаемого сечения захвата σ_{γ}^* (при энергии налетающего нейтрона $E = 0,0253$ эВ) получается простое выражение *):

$$\sigma_{\gamma}^* = 0,404 \cdot 10^8 \cdot \left(\frac{A+1}{A}\right)^2 \cdot \frac{S_0 \cdot \bar{F}_{\gamma}}{D_{\text{экс}}} (\delta H). \quad (1)$$

Здесь A - атомный вес ядра-мишени, S_0 - силовая функция; \bar{F}_{γ} - средняя радиационная ширина; $D_{\text{экс}}$ - среднее наблюдаемое расстояние между S -резонансами. Например, для изомерного ядра ^{152}Eu , используя средние параметры из работы [8], получаем $\sigma_{\gamma}^* = 1,7 \cdot 10^3$ бн.

Для ожидаемого сечения $\text{I}n\text{nA}$ -реакции σ_{in}^* в случае изомеров с переходами магнитного типа имеем

$$\sigma_{in}^* = 0,404 \cdot 10^8 \cdot \left(\frac{A+1}{A}\right)^2 \cdot g(I) \cdot S_0^2 \cdot \frac{T_{ej}(E_m)}{T_c(1\gamma B)} (\delta H), \quad (2)$$

где $g(I)$ - статистический фактор; E_m - энергия изомерного перехода, а T_{ej} - коэффициенты прилипания, вычисляемые по оптической модели. Для $M4$ изомера ^{123}mTe $\sigma_{in}^* \approx 2$ мбн в согласии с экспериментальным пределом $\sigma_{in} \leq 20$ мбн, полученным Хаммершем [9].

Для описания распределения больших сечений достаточно одностороннего приближения, в котором учитывается вклад в сечение только первого ближайшего резонанса. Экспериментальные данные подтверждают гипотезу о том, что на энергетической шкале он распределен равномерно (см. [7]). В итоге

* Подробное изложение см. в работе [7].

оказывается, что вероятность появления больших сечений не мала и с ростом Z убывает корнем образом. Например, асимптотическое поведение функций распределения сечений захвата $S_j(Z)$ и ускорения $S_{in}(Z)$ имеет вид:

$$S_j(Z) \approx 1 - \frac{2\sqrt{Z}}{\pi\sqrt{\pi Z}} ; \quad S_{in}(Z) \approx 1 - \frac{4}{\pi^2\sqrt{Z}}. \quad (3)$$

Как видно из (3), вероятность того, что истинное сечение захвата более, чем в 100 раз превысит ожидаемое, составляет 5%.

Точные выражения для функции $S_j(Z)$ удается получить в простой модели эквидистантных резонансов. Например, в случае нулевого спина ядра-мишени для образа Лапласа плотности вероятности $P_j(Z)$, связанной с $S_j(Z)$ соотношением $S_j(Z) = \int_0^Z P_j(y) dy$, справедливо выражение (q - переменная преобразования Лапласа):

$$\tilde{P}_j(q) = \frac{4}{\pi} \arctg e^{-\sqrt{2}q}. \quad (4)$$

Отсюда получаем

$$P_j(Z) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^\infty e^{-\frac{y^2 Z}{2}} \text{Arth}(\sin y) y dy \quad (5)$$

и ряд, быстро сходящийся при малых Z :

$$P_j(Z) = \left(\frac{2}{\pi^2}\right)^{3/2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \exp\left[-\frac{(2n+1)^2}{2Z}\right]. \quad (6)$$

Учет флуктуаций расстояний между резонансами не влияет на асимптотику функций распределения при $Z \rightarrow \infty$. В области $Z \lesssim 1$ они замедляют быстрый спад $S_r(Z)$. Точного аналитического решения в этом случае получено не было и сечения моделировались методом Монте-Карло на ЭВМ. С вероятностью 0,99 выполняются неравенства $\sigma_j \geq 0,1\sigma_j^*$, $\sigma_{in} \geq 0,05\sigma_{in}^*$, что позволяет установить нижний предел на возможные значения сечений. Наиболее вероятные их значения $\sigma_j \approx 0,2\sigma_j^*$, $\sigma_{in} \approx 0,12\sigma_{in}^*$ (см. рис.1).

Теоретическое распределение сечений захвата хорошо согласуется с построенным по экспериментальным данным $[1, 10^7]$ для 105 ядер, у которых известны как тепловое сечение захвата, так и средние параметры (см. рис.2). При существующей точности экспериментальных данных нестатистическими эффектами в распределении резонансных параметров, а также влиянием интерференции можно пренебречь.

Значения функций распределения $S_j(z)$ и $S_{in}(z)$

z	0,10	0,25	0,50	1,0	3,0	10	100	
$S_j(z)$	$I=0$	0,009	0,11	0,27	0,46	0,69	0,83	0,95
	$I \neq 0$	0,010	0,12	0,30	0,49	0,70	0,83	0,95
$S_{in}(z)$	0,059	0,24	0,42	0,57	0,75	0,87	0,96	

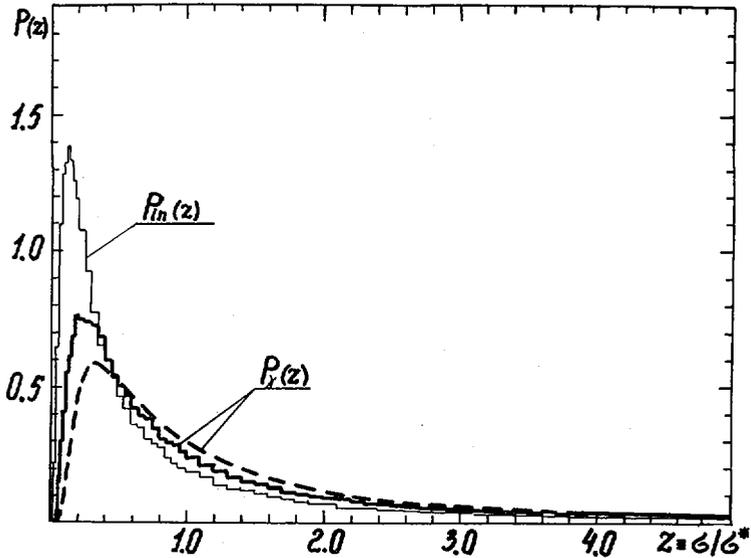


Рис. 1. Распределение сечений захвата $P_j(z)$ для ядер со спином $I = 0$, а также сечений in -реакции $P_{in}(z)$ с учетом (—) и без учета (- - -) флуктуаций расстояний между резонансами.

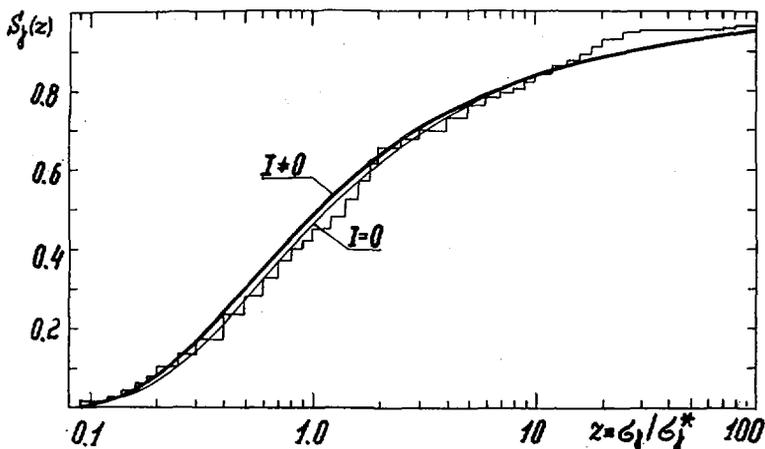


Рис. 2. Функции распределения сечений захвата $S_y(z)$ в зависимости от спина I ядра-мишени (экспериментальная гистограмма (всего 105 ядер) построена по данным $[I, 107]$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mughabghab S.F., Garber D.I. - BNL-325, v.1, 3-rd ed., 1973.
2. Попов Ю.П. - Препринт ЛЯФ-267, Л. 1976.
3. Кондуров И.А., Коротких Е.М., Петров Ю.В. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, с.254 (см. также доклад на этой конференции).
4. Гуревич И.И. - ЖЭТФ, 1989, т.9, с.1283.
5. Cook J.L., Wall A.L. - Nucl.Sci.Eng., 1968, v.31, p.234.
6. Cook J.L. - ААЭС/ТМ549, 1970.
7. Петров Ю.В., Шляхтер А.И. - Препринт ЛЯФ-456, Л. 1979.
8. Вертебный В.П. и др. - ЯФ, 1977, т.26, с.1137.
9. Намегмеан В. - Phys. Rev., 1974, v.010, p.2397.
10. Dilg W., Schantl W., Vonach H. - Nucl. Phys., 1973, v.A217, p.269.

МНОГООУРОВНЕВАЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{239}Pu
В ОБЛАСТИ РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Т.П.Бакалов, А.А.Ваньков, Ю.В.Григорьев, Г.Л.Илчев,
С.А.Тошков, В.Ф.Украинцев, Чан Хань Май, Н.Б.Янева
(ФЭИ, ОИЯИ)

На спектрометре по времени пролета реактора ИБР-30 измерено сечение деления ^{239}Pu с разрешением 63 нсек/м. Получены параметры сечения в формализме Адлеров для интервала энергий 6 - 54 эв. Проводится обсуждение результатов.

The fission cross-section of Plutonium-239 is measured with a time-of-flight spectrometer resolution of 63 nsec/m at the pulsed fast reactor IBR-30. The resonance parameters in Adlers' formalism for the energy interval 6 - 54 eV are evaluated.

При проектировании ядерных реакторов важно учитывать эффекты резонансного самоэкранирования в топливных элементах. Для этого необходимо знание резонансных параметров в широком диапазоне энергии нейтронов. S -матричный формализм Адлеров $|I|$ прост и удобен в применении к области разрешенных резонансов делящихся изотопов. Он наиболее распространен и принят в СССР в расчетах сечений при подготовке групповых ядерно-физических констант.

Вместе с тем в настоящее время для ^{239}Pu не существует оценок резонансных параметров в S -матричном формализме, которые основывались бы на экспериментальных результатах, полученных в 70-е годы. За последние десять лет публиковались работы, использовавшие только R -матричный формализм. Этот метод имеет лучшую физическую интерпретацию, однако является более трудоемким и требует использования мощных вычислительных машин. Перевод R -матричных параметров в S -матричные затруднен из-за неизбежно делаемых при этом приближений, приводящих к искажению информации.

В настоящей работе получена оценка S -матричных резонансных параметров ^{239}Pu на основе современных экспериментальных данных в области энергии нейтронов ниже 54 эв. С этой целью были выполнены, во-первых, измерения сечения деления

^{239}Pu , во-вторых, составлены программы анализа экспериментальных данных и получены соответствующие результаты анализа как наших данных, так и данных Блонса /2/ с выдачей погрешностей оценки параметров.

Сечение деления ^{239}Pu измерялось на нейтронном спектрометре по времени пролета реактора ИБР-30 в бустерном режиме реактора, ширина вспышки нейтронов составляла 4 мксек. Использовалась пролетная база 71 м, разрешение равнялось 63 нсек/м соответственно. Детектором делений служила многослойная ионизационная камера деления ^{239}Pu , содержащая 0,5 г ^{239}Pu , толщина слоев составляла 0,5 мг/см². Конструкция камеры аналогична описанной в /3/. Спектр нейтронов измерялся с помощью ^3He -счетчиков типа СММ-18. Нормировка экспериментального спектра проводилась с использованием данных Блонса /4/ по интегралам сечения деления.

Для описания энергетического хода сечения использовался формализм Адлеров. Сечение реакции с учетом эффекта Доплера выражается соотношением /1/:

$$\sigma_{\alpha}(E)\sqrt{E} = \sum_k \frac{1}{\nu_k} \left[G_k^{\alpha} \Psi(x_k, \xi_k) + N_k^{\alpha} \chi(x_k, \xi_k) \right],$$

причем Ψ и χ являются функциями $x_k = \frac{E - \lambda_k}{\nu_k}$ и $\xi_k = \frac{\nu_k}{\Delta}$, где λ_k , G_k^{α} , N_k^{α} и ν_k - параметры Адлеров; Δ - доплеровская ширина и E - энергия нейтронов.

При обработке результатов учитывалась реальная функция разрешения спектрометра по времени пролета. Программа подгонки параметров /5/ была написана на языке FORTRAN с использованием стандартной версии программы минимизации квадратичного функционала FUMILI /6/.

В настоящей работе приведены результаты обработки наших данных, измеренных с разрешением 63 нсек/м. Рассчитанное сечение хорошо описывает экспериментальные данные, так что величина χ на одну точку на всем энергетическом участке составляет примерно 1.

В табл. I даны резонансные параметры сечения деления и их ошибки, полученные при обработке измеренного нами сечения. Видно, что параметры G и ν сильных изолированных уровней имеют точность 3-5%, такую же точность имеет параметр ν для

Таблица I

μ_k [эВ]	G_k [мэВ]	H_k [мэВ]	ν_k [мэВ]
7,819±0,002	0,612±0,013	-0,022±0,005	50,94±2,05
10,961±0,004	2,172±0,040	0,067±0,014	117,68±3,81
11,900±0,005	0,612±0,021	-0,082±0,013	52,80±4,63
14,397±0,002	0,556±0,070	-0,382±0,062	54,61±11,80
14,725±0,011	1,465±0,102	-0,068±0,024	54,46±11,44
15,388±0,008	1,096±0,064	0,499±0,074	353,32±3,79
17,709±0,006	1,306±0,040	-0,134±0,013	70,30±4,84
22,367±0,007	2,287±0,072	-0,144±0,025	75,36±6,45
23,896±0,021	0,255±0,029	-0,103±0,038	435,43±10,44
26,395±0,016	1,048±0,129	-0,206±0,052	63,00±12,03
27,168±0,012	0,085±0,017	0,080±0,021	380,11±24,96
32,539±0,024	0,352±0,029	0,071±0,014	95,36±23,41
35,613±0,082	0,238±0,036	-0,278±0,040	592,73±18,07
41,893±0,022	1,348±0,088	-0,134±0,042	112,68±19,61
44,715±0,103	1,247±0,096	0,056±0,049	552,27±3,07
47,960±0,034	2,218±0,207	-0,164±0,102	150,25±35,92
50,032±0,058	3,358±0,238	-0,310±0,203	364,73±31,12
52,901±0,029	2,511±0,199	0,298±0,158	160,21±44,39

слабых, но широких уровней. Весьма невысока ($\sim 15-20\%$) точность определения G и ν в области энергий 35-54 эВ, где сильно сказывается влияние функции разрешения спектрометра.

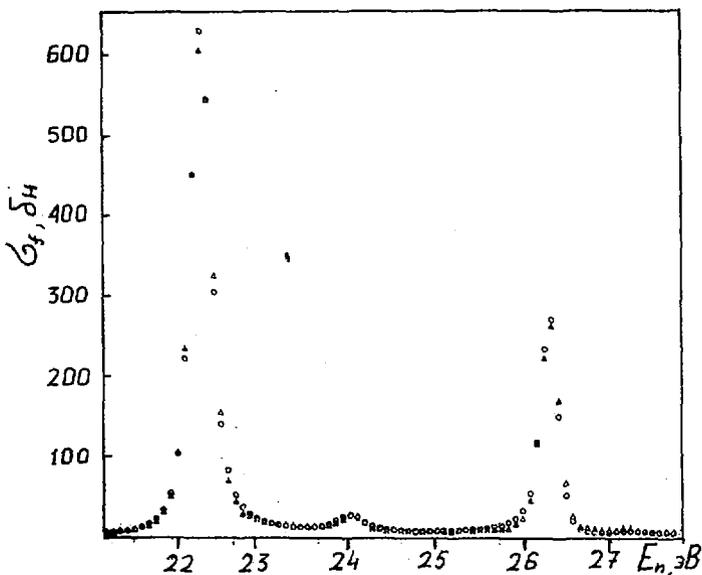
В табл.2 приведены параметры, полученные нами при анализе данных Блонса ^{7/2}, измеренных с разрешением 6 нсек/м. Видно

Таблица 2

μ_k [эВ]	G_k [мэВ]	H_k [мэВ]	ν_k [мэВ]
7,827±0,001	0,674±0,007	0,013±0,004	51,46±0,98
10,958±0,002	2,173±0,019	0,226±0,008	104,60±1,52
11,918±0,002	0,596±0,012	-0,112±0,008	46,65±2,17
14,357±0,005	0,535±0,026	-0,140±0,023	51,09±4,99
14,727±0,003	1,379±0,035	0,050±0,031	54,51±2,87
15,505±0,005	1,044±0,030	0,068±0,031	363,97±0,80
17,705±0,003	1,287±0,025	-0,021±0,010	55,15±2,26
22,332±0,003	2,282±0,045	0,122±0,012	69,77±2,70
23,953±0,033	0,105±0,016	-0,011±0,014	109,05±30,07

μ_k [эВ]	G_k [мэВ]	H_k [мэВ]	ν_k [мэВ]
26,352 \pm 0,006	1,197 \pm 0,040	-0,016 \pm 0,017	66,29 \pm 4,67
27,181 \pm 0,114	0,032 \pm 0,025	0,059 \pm 0,024	286,22 \pm 116,19
32,444 \pm 0,020	0,330 \pm 0,029	0,024 \pm 0,012	115,49 \pm 18,92
35,607 \pm 0,129	0,084 \pm 0,020	0,004 \pm 0,020	296,19 \pm 114,00
47,633 \pm 0,008	2,449 \pm 0,064	0,095 \pm 0,048	210,43 \pm 8,68
49,761 \pm 0,026	2,278 \pm 0,163	0,716 \pm 0,176	546,39 \pm 17,23
50,143 \pm 0,021	0,809 \pm 0,128	-0,298 \pm 0,081	70,14 \pm 20,27
52,608 \pm 0,006	2,182 \pm 0,052	0,115 \pm 0,031	87,84 \pm 5,09
55,708 \pm 0,012	0,842 \pm 0,051	-0,297 \pm 0,037	74,82 \pm 11,73
57,580 \pm 0,008	12,386 \pm 0,198	3,673 \pm 0,179	606,48 \pm 5,65
59,206 \pm 0,008	5,203 \pm 0,136	0,682 \pm 0,130	132,76 \pm 7,21
62,852 \pm 0,021	4,812 \pm 0,151	2,982 \pm 0,313	714,69 \pm 9,30
65,546 \pm 0,036	1,652 \pm 0,732	6,282 \pm 0,897	485,49 \pm 41,76
65,808 \pm 0,016	7,923 \pm 0,692	-3,403 \pm 0,907	161,72 \pm 16,13
74,035 \pm 0,020	1,662 \pm 0,164	-0,205 \pm 0,132	64,09 \pm 21,60
74,977 \pm 0,004	20,442 \pm 0,274	-0,409 \pm 0,195	139,31 \pm 4,21
79,120 \pm 0,011	0,339 \pm 0,193	-1,413 \pm 0,216	957,26 \pm 31,10
81,523 \pm 0,034	6,733 \pm 0,532	-0,817 \pm 0,669	802,07 \pm 11,74
83,231 \pm 0,018	8,718 \pm 5,950	-30,018 \pm 4,467	664,50 \pm 21,51
83,395 \pm 0,017	3,238 \pm 1,237	39,009 \pm 5,139	745,11 \pm 15,59
85,320 \pm 0,051	13,748 \pm 4,783	-4,853 \pm 1,581	493,40 \pm 56,75
85,461 \pm 0,068	0,595 \pm 0,346	3,431 \pm 1,329	269,20 \pm 103,97
90,162 \pm 0,015	1,912 \pm 0,120	0,532 \pm 0,089	24,91 \pm 10,49

неплохое согласие параметров μ , G , ν во всей сопоставимой области энергий. Проводилось сравнение полученных параметров с результатами старых работ [7, 8]. Оно обнаруживает большой разброс не только в величинах ν высоколежащих резонансов, но и разное количество вводимых в анализ уровней разных авторов. Наибольшее расхождение наблюдается в параметре H , который описывает интерференцию и весьма чувствителен к погрешностям исходных данных. Уточнение его можно ожидать при привлечении к анализу не только сечений, но и данных по пропусканью и самоиндикации.



Пример подгонки резонансных параметров для описания измеренного сечения деления:

Δ - эксперимент; ○ - расчет по оптимизированным параметрам.

Список литературы

1. Adler D.B., Adler F.T. Proc.Int.Conf. on Breeding in Large Fast Reactors, ANL-6792, 1963, p.695.
2. Elons J. Данные из библиотеки международного формата ЭКСЮР, МАГАТЭ, 1971, Вена.
3. Богдзель А.А. и др. Быстродействующая ионизационная камера деления со слоями урана-235. - ПТЭ, т.1, с.36, 1976.
4. Derroyster a.o. Journ. of Nucl. Energy, 1972, vol.26, p.293.
5. Тошиов С., Янева Н. Доклады Болгарской академии наук, 1977, т.30, №4, с.515.
6. Соколов С.Н., Силин И.Н. -Препринт ОИЯИ, Д-810, 1963.
7. Lambropoulos P. Nucl.Sci.Eng.v.40, 2, p.342, 1970.
8. Лукьянов А. Франко-сов. сем., 1970, Дубна. М., Атомиздат, 1974.

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ НЕУПРУГОМ
РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ Z_p -РЕЗОНАНСА

Е.С. Конобеевский, В.И. Попов
(ИЯИ)

В работе представлены результаты измерений и анализа сечений возбуждения нижних коллективных уровней ядер в области $A \sim 90-130$ при неупругом рассеянии нейтронов. В рамках оптической модели со связью каналов дается интерпретация наблюдаемых в эксперименте особенностей массовой зависимости средних сечений.

The work contains the results of measurements and analysis of neutron inelastic scattering cross sections for the lowest collective levels in the region of $A \sim 90-130$. Mass dependency of average cross sections is interpreted in the frame of coupled channels optical model.

В последние годы был получен ряд результатов, демонстрирующий возможность использования реакции (n, n') как источника информации о динамике ядерных взаимодействий при низкой энергии нейтронов, в частности, о роли прямых процессов в этой области энергий. В области сферических ядер первые экспериментальные указания на недостаточность чисто статистического механизма для описания рассеяния нейтронов с энергией 1 МэВ были получены при исследовании неупругого рассеяния на ядрах Ge и Se . Проведенный в /1/ анализ показал, что расхождение со статистической моделью возникает в этом случае как за счет вклада сечения прямой реакции, так и за счет эффектов связи каналов в сечении компаунд-процесса. В работе /2/ было отмечено, что экспериментальные сечения неупругого рассеяния нейтронов ядер Ru и Pd также превышают значения, даваемые расчетом в приближении независимых каналов при использовании обычных форм оптического потенциала.

В настоящей работе представлены результаты измерений и анализа сечений возбуждения нижних коллективных уровней ядер в области $A \sim 90-130$ при неупругом рассеянии нейтронов вблизи порога реакции. При анализе экспериментальных данных исполь-

зовалась схема расчета средних сечений, предложенная Хофманом и др./3/.

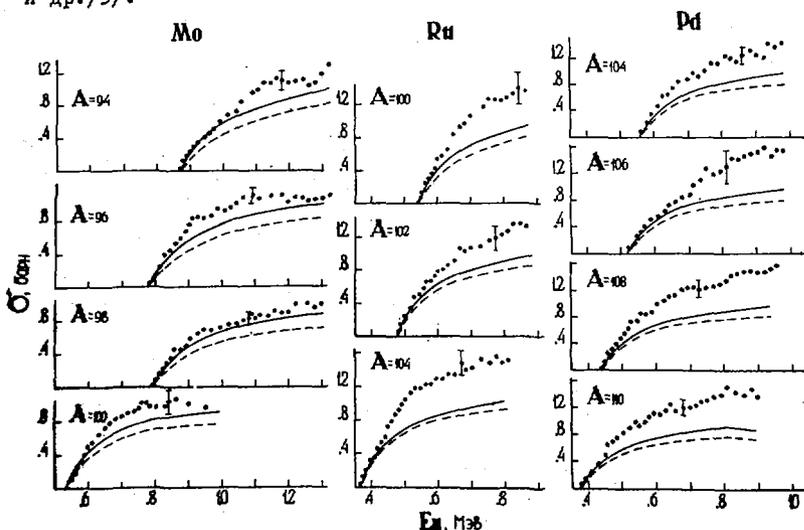


Рис. I. Сечения возбуждения уровней $2^+_{1/2}$ при неупругом рассеянии нейтронов для Mo, Ru и Pd. Кривые - расчет в приближении независимых каналов: --- потенциал Мольдауе-ра, ————— потенциал Пери-Бака.

Рис. I иллюстрирует сравнение экспериментальных сечений с расчетом в приближении независимых каналов с использованием сферического оптического потенциала.

В расчетах в рамках оптической модели со связью каналов использовались различные варианты схем связи вибрационной модели. Действительная часть оптического потенциала вида

$V = V_0 - V_1 \frac{A_1 - 8}{A}$, где $V_1 = 22$ МэВ, была взята в форме Вудса-Саксона с параметром диффузности $\alpha = 0,65$ Фм. Мнимый потенциал имел радиальную зависимость в форме производной от фактора Вудса-Саксона.

Величины действительного и мнимого потенциалов рассматривались в нашем анализе как параметры модели, зависящие от схемы связи. Выбор значений параметров деформации, характеризующих силу связи каналов, основывался на экспериментальной информации, полученной из анализа электромагнитных процессов

($\beta_2^{ЭМ}$). Расчеты проводились при двух предположениях о параметрах β_2 : 1) $\beta_2 = \beta_2^{ЭМ}$ и 2) $\beta_2 = 0,7 \beta_2^{ЭМ}$.

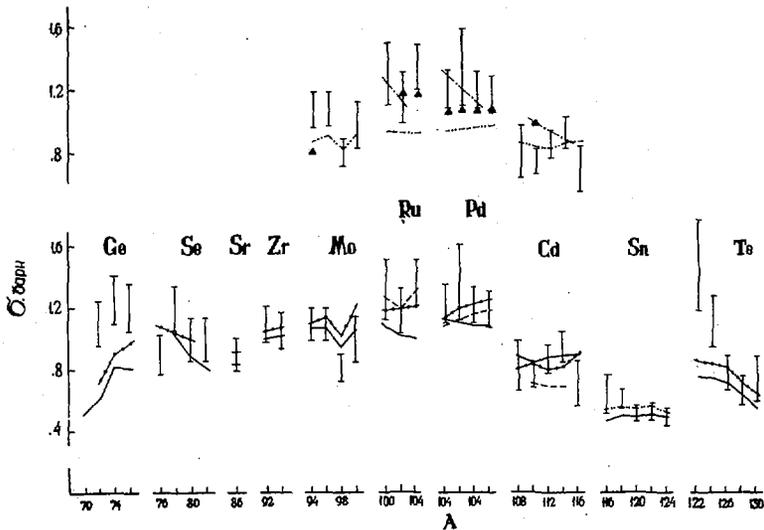


Рис.2. Сечения неупругого рассеяния нейтронов при энергии 300 кэВ над порогом уровня 2_1^+ . Расчет по оптической модели со связью каналов: набор параметров I; --- II; -.-.-.- IV; ——— V; ▲ VI; —.—.— УП (табл. I).

На рис.2 представлены экспериментальные сечения неупругого рассеяния нейтронов при энергии 300 кэВ над порогом возбуждения уровней 2_1^+ . Сюда включены также данные для *Ge*, *Se*, *Sr* и *Zr*, полученные ранее в наших работах. Значения параметров модели, с которыми проведены расчеты, приведены в таблице. Значения V_0 и W определены из условия соответствия в среднем экспериментальным сечениям в области $A \sim 90-120$. Было проведено также сравнение расчетных силовых функций и полных сечений при энергии 470 кэВ с экспериментальными данными.

Как видно из представленных данных, сечения неупругого рассеяния в области $A \sim 90-120$ могут быть удовлетворительно описаны в рамках двухканальной модели с общими параметрами потенциала. При параметрах связи $\beta_2 = \beta_2^{ЭМ}$ некоторое расхождение с экспериментом остается для *Ru* и *Pd*. Лучшее соответ-

вие расчета и эксперимента получено в предположении $\beta_2 = 0,7 \beta_2^{эм}$. Это же наблюдается и для полных сечений. В работе /4/ было показано, что двухканальная схема с двумя параметрами минимого потенциала (для упругого канала и канала с однофононным квадрупольным возбуждением) может дать лучшее описание силовых функций одновременно в областях минимума и максимума. Такая параметризация при расчете сечений неупругого рассеяния может дать примерно такое же соответствие с экспериментом, что и набор параметров I.

Набор параметров	Схема связи	V_0 , МэВ	W , МэВ	z_2 , Фм
I	$0^+ - 2_1^+$	54	2	1,22
II	$0^+ - 2_1^+$	54	2	1,22
	$\beta_2 = 0,7 \beta_2^{эм}$			
IV	$0^+ - 2_1^+$	51	$W_1 = 1$ МэВ $W_4 = 6$ МэВ	1,25
V	$0^+ - 2_1^+ - 3^-$	54	2	1,22
VI	$0^+ - 2_1^+ - 4^+(2_2^+)$	49	2	1,22
VII	$0^+ - 2_1^+ - 0^+, 2_2^+, 4^+$	49	1	1,22

Таким образом, в рамках двухканальной схемы расчета с едиными параметрами потенциала в рассматриваемой области ядер может быть получено удовлетворительное описание имеющихся экспериментальных данных при следующих значениях параметров: $V_0 = 53-54$ МэВ (при $z_2 = 1,22$ Фм), $W = 2-3$ МэВ, $0,7 \beta_2^{эм} \leq \beta_2 \leq \beta_2^{эм}$. Расчет с указанными значениями параметров дает, однако, для Ge , Se , а также $^{122}, ^{124}Te$ заниженные величины сечений.

Нами были также проведены расчеты с учетом связи входного канала с однофононными октупольными колебаниями. Как видно из показанных на рис.2 результатов расчета, учет октупольной деформации улучшает описание сечений неупругого рассеяния для ядер с $A \sim 100$ в предположении $\beta_2 = \beta_2^{эм}$. При этом уменьшается расхождение с экспериментальными сечениями для Ge и Se .

В работе /1/ хорошее соответствие с экспериментальными сечениями и силовыми функциями для Ge и Se было получено в расчетах с включением в схему связи триплета двухфононных состояний 0^+ , 2^+ , 4^+ . С такой же схемой связи нами были проведены расчеты для Ru и Pd . Соответствие с экспериментом могло быть получено при значениях $V_0 = 49-50$ МэВ и $W = 1$ МэВ. Учет связи с двухфононными состояниями дает возможность получить феноменологическое описание экспериментальных сечений как для однофононных, так и для двухфононных уровней в более широкой области ядер, включая Ge и Se .

Полученное нами феноменологическое описание большой совокупности экспериментальных данных позволяет сделать количественную оценку вкладов прямого процесса и компаунд-реакции в сечения. Хотя модельные параметры в значительной степени не однозначны, сравнение расчетов с различными схемами связи и наборами параметров показывает, что во всех случаях структура расчетной S -матрицы оказывается близкой. Основной вклад в сечение (в области $A = 80-120$) дают каналы с $J^{\pi} = 1/2^-$ и $3/2^-$. При энергии 300 кэВ над порогом возбуждения уровня 2^+_{I} вклад прямого сечения составляет 20-30% для Ru и Pd , 15-20% для Mo и Cd и $\leq 10\%$ для Sn . Как следует из расчетов, сечение прямой реакции в основном обусловлено каналами с $J^{\pi} = 3/2^-$ и $1/2^-$, в которых оно оказывается сравнимым с флуктуационным.

Характерной особенностью эмпирического потенциала обобщенной оптической модели, определенного в нашем анализе, является сравнительно малое значение параметра мнимой части $W = 1-2$ МэВ. Связь каналов при таких малых величинах W приводит к появлению в S -матрице промежуточных резонансов с шириной, существенно меньшей ширины одночастичных гигантских резонансов оптической модели. Резонансную структуру имеют, в частности, недиагональные элементы S -матрицы и, следовательно, сечения прямой реакции. Наблюдаемое локальное возрастание сечений для отдельных ядер или группы ядер в нашей интерпретации приписывается именно таким промежуточным резонансам в p -волновых каналах реакции. Сравнительно большие величины сечений прямой реакции в этих случаях указывают на возможность значительных корреляций парциальных ширин p -резонансов.

Список литературы

1. Ефросинин В.П., Мусаелян Р.М., Попов В.И. - Ядерная физика, 1979, т.29, с.631.
2. Ефросинин В.П., Конобеевский Е.С., Попов В.И. - Известия АН СССР, сер. физ., 1980, т.44, № 5, с.1111.
3. Hofmann H.M., Richert J., Terel J.W., Weidemuller H.A. Ann. of Phys., 1975, v.90, p.403.
4. Федоров М.Б. - Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конф. по нейтронной физике, Киев, 1977), М., ЦНИИАтоминформ, 1977, ч.2, с.125.

СИСТЕМАТИКА ВЫХОДОВ ЛЕГКИХ ЯДЕР ПРИ ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ

А. М. Никитин

(ЛИЯФ им. Б. П. Константинова)

Найдено, что выходы легких ядер при тройном делении ядер с $Z \geq 90$ (P_{fm}^t), нормированные на полный выход деления (P_f), связаны с периодом α -распада делящегося ядра из его основного состояния ($T_{1/2\alpha}$) соотношением: $(P_f/P_{fm}^t)^{1/n} = k_m \lg T_{1/2\alpha} + b_m$, где $n=1$ для H, He; $n=2$ для Li, Be; $n=3$ для B, C. Это может указывать, что одним из возможных компонентов при образовании легких ядер является ${}^4\text{He}$, источником которого может быть поверхность делящегося ядра.

It is found, that the yields of light nuclei at the ternary fission of the nuclei with $Z \geq 90$ (P_{fm}^t) being normalized to be total yield of the fission (P_f) is connected with the α -disintegration period of the fissioning nuclei from the ground state ($T_{1/2\alpha}$) by the correlation: $(P_f/P_{fm}^t)^{1/n} = k_m \lg T_{1/2\alpha} + b_m$, where $n=1$ for H, He; $n=2$ for Li, Be; $n=3$ for B, C. This may point, that one of the possible component of the formationing light nuclei is ${}^4\text{He}$, the source of that may be the surface of the fissioning nuclei.

Ключевым вопросом в тройном делении, по-видимому, является вопрос природы образующихся легких ядер.

Ряд экспериментальных факторов процесса деления как будто бы указывает на существование шейки между образующимися осколками. Естественно предположить, что легкие ядра могут образовываться из неё, так как одновременно можно в какой-то степени объяснить траекторными расчетами их угловые и энергетические распределения $[1]$. Такая точка зрения стала традиционной.

Однако не менее естественно ожидать, что α -частицы тройного деления и α -частицы α -распада исходных делящихся ядер одной природы $[2-4]$. Например, данные работы $[5]$ показывают, что вероятность нахождения α -частицы на поверхности α -распадающихся тяжелых ядер (для облегченных переходов) близка к вероятности тройного деления. Возможно, что тройное деление

происходит в тех случаях, когда исходное ядро делится в состоянии с α -частицей на поверхности. Тогда, если P_f - полная вероятность деления, а W_α - вероятность состояния ядра с α -частицей на поверхности, вероятность тройного деления $P_{f\alpha}^t = P_f \cdot W_\alpha$ и $P_{f\alpha}^t / P_f$ должна зависеть только от W_α . Процесс образования α -частиц на поверхности ядра не исследован, поэтому важен поиск эмпирических закономерностей. Поскольку α -частица в исходном ядре виртуально оказывается в области кулоновского барьера, то возможное число ее состояний может быть связано с фазовым пространством, определяемым степенным показателем для проницаемости кулоновского барьера. Действительно, оказалось, что экспериментальные данные по выходу α -частиц при тройном делении могут быть представлены в виде зависимости [6]: $P_f / P_{f\alpha}^t = k \lg T_{1/2\alpha} + \theta$, где $T_{1/2\alpha}$ - период α -распада для исходного делящегося ядра в его основном состоянии. Эта зависимость, по-видимому, подтверждает экспериментальный факт, что выход α -частиц при делении не зависит от энергии возбуждения (не согласуются с этим только данные работы [7] по тройному делению ^{240}Pu и ^{242}Pu).

Подтверждением предложенной гипотезы может быть и то, что выходы других легких ядер также связаны с $\lg T_{1/2\alpha}$ (рис. I). Обобщенно зависимость имеет вид $(P_f / P_{f\alpha}^t)^{1/n} = k_m \lg T_{1/2\alpha} + \theta_m$, где $n = 1$ для H, He; $n = 2$ для Li, Be; $n = 3$ для B, C. Степенной показатель n , по-видимому, указывает, что α -частица является одним из возможных компонентов при образовании легких ядер и для H, He нужна одна α -частица, для Li, Be - две, для B, C - три.

Можно также отметить, что, по-видимому, процесс перехода легких ядер при делении - быстрый, так как время существования их в виртуальном состоянии близко к постоянной времени, определяемой из ширины энергетических спектров легких ядер тройного деления.

На рис. I наблюдается систематическое отклонение точек для $^{234}\text{U}^*$. На возможность такой систематической ошибки указывает сравнение данных по $^{236}\text{U}^*$ в [9, IQ].

Выход ^{12}C (см. рис. I) не измерялся и получен исходя из предположения, что между величинами выходов ^6He , ^{10}Be , ^{12}C существует такое же соотношение, как и у ^6He , ^{10}Be , ^{14}C [6].

Пользуясь данными рис. I, можно провести экстраполяцию ве-

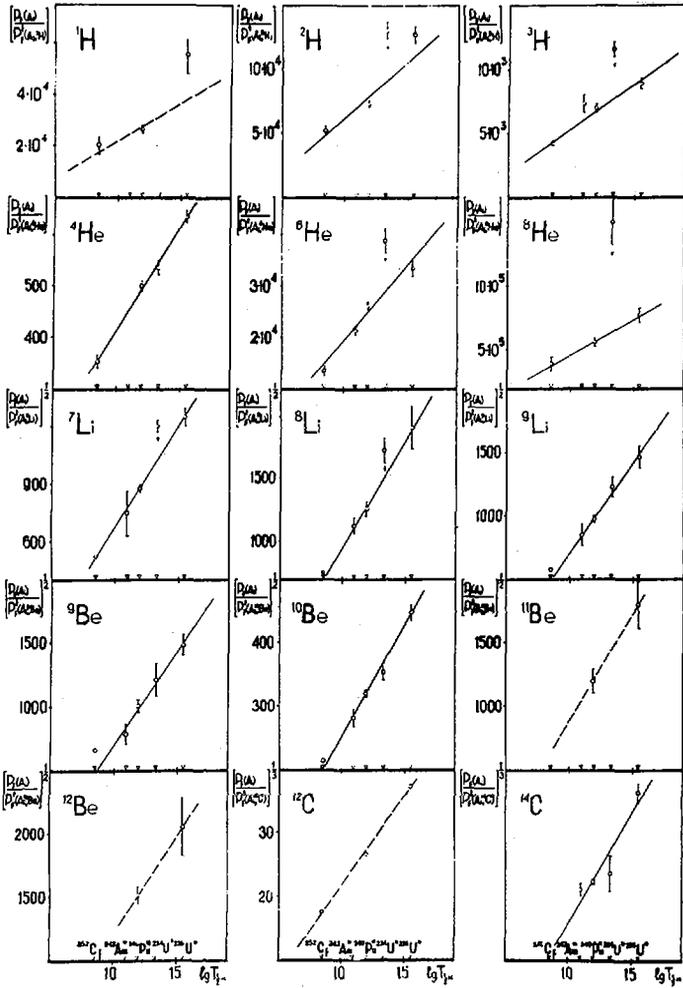


Рис. I. Зависимости $[P_f(A_1)/P_f(A_1, m)]^{1/n}$ от $\lg T_{1/2}$ делящихся ядер A_1 для различных легких-ядер m , образующихся при тройном делении. Сплошные прямые — результат обработки по МЛК (некоторые из них без учета $^{234}\text{U}^*$)

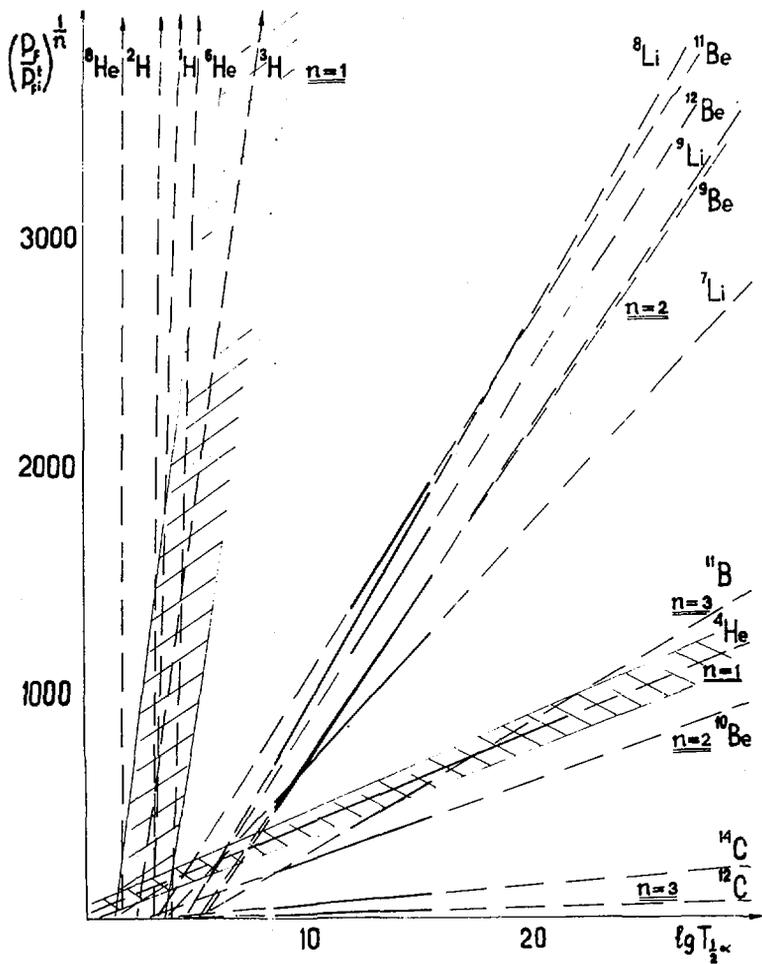


Рис. 2. Экстраполяция значений $(P_f/P_{fm})^{1/n}$ в область значений $\lg T_{1/2}$. Для ^3He и ^4He первичной поправки на неопределенность значений (P_f/P_{fm}) , возникающая из ошибки эксперимента

личин $(P_f^i / P_{fm}^i)^{1/n}$ в области малых значений $\lg T_{1/2\alpha}$. Из такой экстраполяции следует (рис.2), что выходы легких ядер растут с ростом Z и A делящегося ядра (например, для ^{252}Cf : $P_{f\alpha}^i / P_f = 2,8 \cdot 10^{-3}$, $P_{f\text{H}}^i / P_f = 2,3 \cdot 10^{-4}$; для ^{256}Fm : $4,4 \cdot 10^{-3}$ и $4,8 \cdot 10^{-4}$; для ^{250}Fm : $6,8 \cdot 10^{-3}$ и $1,5 \cdot 10^{-3}$). При $A \approx 260$ выход ^4He должен быть сравним с выходом двойного деления, но в этой области должна возникнуть конкуренция выходов H и He , так как их выход более чувствителен к $\lg T_{1/2\alpha}$, чем выход ^4He .

В итоге можно предположить, что тройное деление дает способ изучения не только процесса деления, но и структуры поверхности тяжелых ядер.

Список литературы

1. Halpern I. - Ann.Rev.Nucl.Sci, 1971, v.21, p.245.
2. Allen K.W. et.al. - Phys.Rev., 1950, v.80, p.181.
3. Carjan N. et.al. - Phys.Rev., 1975, v.110, p.782.
4. Carjan N. et.al. - Le Journal de Physic, 1976, v.37, p.1279.
5. Кадменский С.Г. и др. - ЭЧАЯ, 1975, т.6, вып.2, с.469.
6. Кондуров И.А. и др. - Бюлл.центра данных ЛЯЯФ, 1977, в.6, с.II.
7. Nobles R.A. - Phys.Rev., 1962, v.126, p.1508.
8. Vorobyov A.A. et.al. - Phys.Lett., 1969, v.30B, p.332.
9. Воробьев А.А. и др. - Атомная энергия, 1969, т.27, вып.I, с.31.
10. Vorobyov A.A. et.al. - Phys.Lett., 1972, v.40B, p.102.

The Isomeric Ratio in Neutron Capture of ^{241}Am at
14.75 meV and 30 keV

K. Wisshak, J. Wickenhauser, and F. Käppeler
Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Institut für Angewandte Kernphysik
Federal Republic of Germany

The branching ratio in ^{242}Am following neutron capture in ^{241}Am has been determined in a differential experiment at neutron energies of 14.75 meV and 30 keV. For that purpose, the total capture cross section has been determined with an accuracy of $\sim 5\%$ in the energy range 10-250 keV using kinematically collimated neutrons from the $^7\text{Li}(p,n)$ and $\text{T}(p,n)$ reaction. The partial capture cross section to the ground state of ^{241}Am was measured by activation. At 14.75 meV monochromatic neutrons were obtained from a triple axis spectrometer at the FR2 reactor and at 30 keV quasi monoenergetic neutrons were produced by the $^7\text{Li}(p,n)$ reaction at proton energies 10 and 25 keV above threshold. The ^{242g}Am nuclei were detected via the electron spectrum emitted in the beta decay to ^{242}Cm . The electrons were separated in a mini orange spectrometer from the intense alpha-, gamma- and X-ray background of the ^{241}Am sample.

Определен коэффициент ветвления для ^{242}Am из реакции поглощения нейтрона америцием-241 в дифференциальном эксперименте при энергиях 14,75 мэВ и 30 мэВ. Для этого сечение захвата определялось с точностью $\sim 5\%$ в интервале энергии 10-250 кэВ с помощью кинематически коллимированных нейтронов из реакций $^7\text{Li}(p,n)$ и $\text{T}(p,n)$. Парциальное сечение поглощения в основное состояние ^{241}Am измерено методом активации. Монохроматические нейтроны с энергией 14,75 мэВ получались на трехосном спектрометре реактора FR-2, а 30-кэВ квазимоноэнергетические нейтроны получались из реакции $^7\text{Li}(p,n)$ при энергии протонов на 10 и 25 кэВ выше порога. Ядра ^{242g}Am регистрировались по спектрам электронов, испускаемых при β -распаде в ^{242}Cm . Электроны отделялись миниспектрометром от интенсивного γ -, α - и рентгеновского фона образца ^{241}Am .

Neutron capture in ^{241}Am populates two different levels in ^{242}Am , the ground state with a half-life of 16 h and an isomeric state with a half-life of 152 y. In the neutron flux of a reactor nuclei in the ground state will decay predominantly into ^{242}Cm whereas nuclei in the long lived isomeric state are mostly transmuted by fission or by a second capture event.

The isomeric ratio (IR), defined as the relative population of the ground state to the total capture cross section is therefore of interest for build-up calculations. In particular it influences the amount of ^{242}Cm produced during burnup. This nucleus is of special importance for fuel handling and waste management because of the strong neutron radiation associated with its high spontaneous fission rate.

Until now only integral measurements have been performed to determine the isomeric ratio IR. At thermal energies several experiments have been carried out yielding a mean value of $\text{IR} = 0.9^1$. For fast neutrons $\text{IR} = 0.84$ has been obtained by Dovbenko et al.² at a mean neutron energy of ~ 300 keV. Preliminary data of Koch et al.³ indicate a similar result. In addition there exist theoretical calculations by Mann and Schenter⁴ who quote $\text{IR} = 0.805$ at 30 keV.

The aim of the present experiment is to determine IR in a differential measurement at thermal and fast energies. This has been achieved by the following experiments: 1.) The total capture cross section has been measured in the energy range from 10 to 250 keV using a pulsed Van de Graaff accelerator and the $^7\text{Li}(p,n)$ and $\text{T}(p,n)$ reaction for neutron production. 2.) The partial capture cross section to the ground state of ^{242}Am has been determined by activating ^{241}Am samples in a flux of monoenergetic neutrons of 14.75 meV and 30 keV.

2. The Total Capture Cross Section

Similar to earlier work by Macklin et al.⁵, the principle of the experimental method is to use (p,n) reactions on light nuclei for neutron production at proton energies just above the reaction threshold. In this case the neutrons are kinematically collimated by the center of mass motion of the compound nucleus. All neutrons are emitted within a cone in a forward direction, the opening angle of which is determined by the proton energy. Therefore, further collimation of neutrons is not necessary and flight paths as short as 5 to 10 cm can be used in the experiments. The capture and fission events can be observed by detectors placed at backward angles completely outside the neutron cone. Details of the experimental technique have been published in Refs. 6, 7 and 8.

In spite of the very short flight path the good time resolution of accelerator and detectors of ~ 1 ns allowed to determine the neutron energy with an accuracy of 5-10 %. This is quite sufficient since the capture cross sections of actinide isotopes vary only smoothly with energy.

The experimental setup is shown schematically in Fig. 1. The proton beam hits a water-cooled lithium or tritium target producing kinematically collimated neutrons. A Moxon-Rae detector⁹ served for the detection of capture events. As the Moxon-Rae detector cannot distinguish between gamma-rays from capture and fission, we had to use a second detector sensitive to fission events only. Here we used a NE-213 liquid scintillator which was operated with a pulse shape discriminator to separate pulses caused by fission neutrons from gamma background.

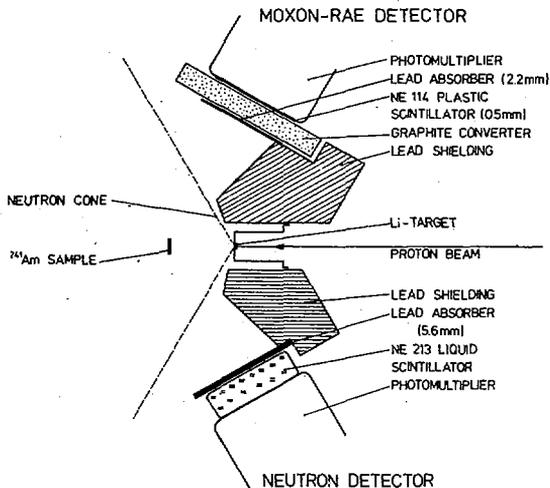


Fig. 1. Schematic view of the experimental setup for the capture cross section measurement on ^{241}Am .

The detectors are located at backward angles with respect to the beam axis, completely outside of the neutron cone. They are shielded with lead against the prompt gamma radiation from the neutron target. The intense gamma radiation from the ^{241}Am sample itself was attenuated by thin lead sheets in front of both detectors.

As little material as possible was placed within the neutron cone in order to minimize background. Four samples are mounted on a low mass sample changer (not shown in Figure 1) and cycled automatically into the measuring position. The following samples were used:

- a.) The ^{241}Am sample canned in stainless steel,
- b.) a dummy sample for background correction,
- c.) a ^{197}Au reference sample and
- d.) a ^{235}U sample for normalization of the fission correction.

An example of an actually measured time-of-flight spectrum is given in Fig. 2. It has been recorded in the energy range 10-100 keV using a flight path of 64 mm. It can be seen that a sufficient signal-to-background ratio could be achieved.

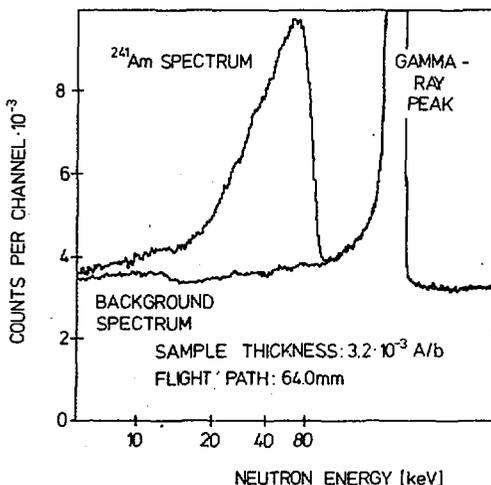


Fig. 2. Experimental time-of-flight spectrum of the ^{241}Am sample taken with the Moxon-Rae detector and the corresponding background.

The results¹⁰ for the capture cross section of ^{241}Am are shown in Fig. 3. A variety of individual runs was performed with modified experimental parameters in order to check for systematic uncertainties. In the energy range 10-100 keV data were taken in three runs (I,II,III) using a thick sample (3.18×10^{-3} A/b, diameter 17.7 mm, weight 3.6 g) and flight paths between 50 and 66.4 mm. Another run (IV) was made using a thin sample (1.015×10^{-3} A/b, diameter 30 mm, weight 3.3 g). In the energy range 50-250 keV only one run (V) has been performed using the thick sample. No systematic differences could be observed in the results of different runs. The overall experimental uncertainties are 4-6 % for energies between 20 and 160 keV and increase to ~10-14 % at lower and higher energies.

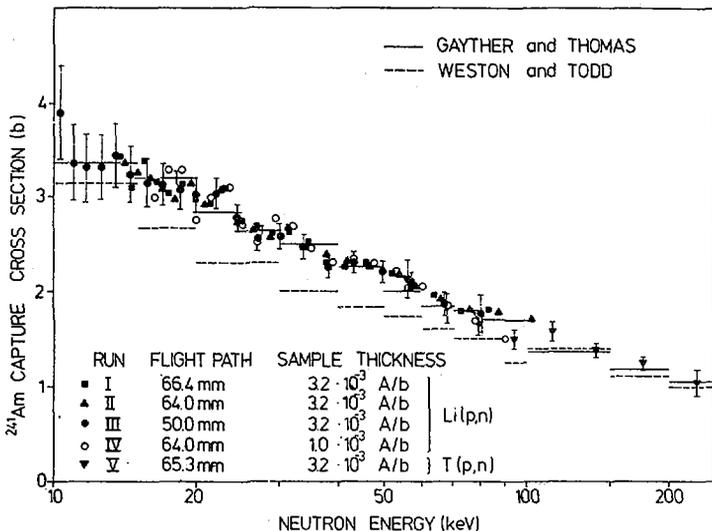


Fig. 3. The neutron capture cross section of ^{241}Am . The values given are obtained by multiplying the experimental ratios with the evaluated cross section of ^{197}Au taken from ENDF/B-IV. A comparison is made to the data of the absorption cross section given in Ref. 11 and 12. The error bars, shown only for a part of the data, indicate the uncertainty of the measured ratio only.

In Fig. 3 a comparison is made to the two other measurements performed until now in this energy range^{11,12}. An important thing to mention is that these data have been obtained with a completely different experimental setup using other detectors and other neutron sources. The overall agreement is quite satisfactory, but the data of Weston and Todd are systematically lower in part of the energy range than our results. It has to be noted that the accuracy of the two older measurements is of the order of 10-12 %.

3. The Capture Cross Section to the Ground State

To determine the capture cross section to the ground state a thin ^{241}Am and ^{197}Au sample (each $\sim 200 \mu\text{g}$ in weight and 7 mm in diameter) were irradiated simultaneously for a period of ~ 20 hours. At thermal energies

monoenergetic neutrons of 14.75 meV were provided from a triple axis spectrometer at the Karlsruhe FR2 reactor. The fast flux was obtained from our 3 MV Van de Graaff accelerator using the ${}^7\text{Li}(p,n)$ reaction. The proton energy was adjusted 25 keV and in a second experiment 10 keV above the reaction threshold. The neutron spectrum produced is slightly asymmetric and has an energy of 30^{+35}_{-20} keV and 25^{+25}_{-15} keV, respectively. For the narrower distribution the neutron flux is a factor of three lower.

After the activation the decay of the ${}^{242}\text{Am}$ nuclei was observed via the electrons emitted in beta-decay to ${}^{242}\text{Cm}$. An experimental setup of relatively low expense for a selective detection of electrons in a high background of alpha-, gamma- and X-ray radiation is the mini orange spectrometer^{13,14}. It is kind of an orange type beta-spectrometer the dimensions of which have been minimized by using small permanent magnets instead of coils for the production of a toroidal magnetic field. A schematic view of the spectrometer is shown in Fig. 4. A set of 6 wedge shaped samarium

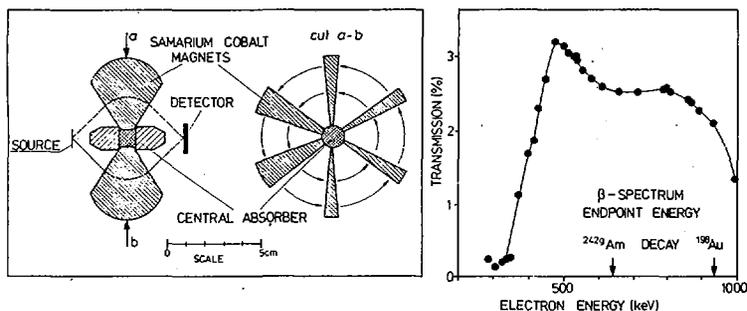


Fig. 4. Schematic setup of the mini orange spectrometer. The electron transmission of the system is given in the right part of the figure.

cobalt permanent magnets produces a toroidal field in the gaps. In this field electrons emitted from the sample are bent around a central absorber towards a Si(Li) detector. The central absorber suppresses gamma radiation and absorbs X-rays and alpha-particles. The total diameter of the system is of the order of 10 cm. The special shape of the permanent magnets allow to tailor the transmission curve for electrons within a wide range so that a large part of the beta spectrum can be observed in a single measurement. The energy of the electrons is determined by the Si(Li) detector.

The electron transmission of the spectrometer which is shown in the right part of Fig. 4 is measured using conversion lines from a ^{206}Bi source. The efficiency amounts to 2-3 % for energies between 400 and 800 keV and decreases very sharply at low energies. In this way the upper part of the beta spectrum which was used as an evidence for the capture events, is detected with high probability. On the other hand the low energetic conversion electrons from the decay of ^{241}Am are strongly suppressed and cannot lead to an overload of the detector. The endpoint energies in the decay of ^{242g}Am and ^{198}Au are also indicated in Fig. 4.

Fig. 5 shows electron spectra from an ^{241}Am sample measured with the mini-orange spectrometer before activation and during the first four hours after the sample was activated with fast neutrons. The background is dominated by the K, L and M conversion lines of the 622 keV gamma transition in the decay of ^{241}Am . The net spectrum is plotted in Fig. 6 showing the high energy part of the beta spectrum from the ^{242g}Am decay. The decrease below channel 400 is caused by the steeply decreasing transmission of the spectrometer below 500 keV (see Fig. 4). The intensity of the spectrum integrated over 4 h intervals is plotted in the insert as a function of time. The observed half life agrees with the decay constant of ^{242g}Am with an accuracy of better than 1 %, thus confirming the reliability of the background subtraction.

The preliminary results obtained until now are compiled in Table I. The ratio of the capture cross section to the ground state in ^{242}Am and gold could be determined with a total accuracy of ~ 5 % at all energy points. The statistical accuracy of the measurement is ~ 1 %. For the determination of the isomeric ratio IR from the experimental data the total capture cross section of ^{241}Am and gold are required. The respective values are given in the second part of Table I. The data at 14.75 meV were calculated from the 2200 m/sec values of 625 b for ^{241}Am ¹⁵ and 98.8 b for gold¹⁶ assuming a $1/v$ -dependence of the cross sections. For the fast energies a weighted cross section for the experimentally determined energy distribution was calculated from the data given in Fig. 3 for ^{241}Am and from the ENDF/B-IV file for gold.

Preliminary results for the capture cross section to the ground state in ^{241}Am and the isomeric ratio are given in the third part of Table I. A comparison with the existing data from integral measurements (1,2,3) and with theoretical calculations (4) show good agreement in the case of thermal energies, whereas for fast energies our results seem to be slightly lower. However, final conclusions cannot be drawn until data evaluation is completed.

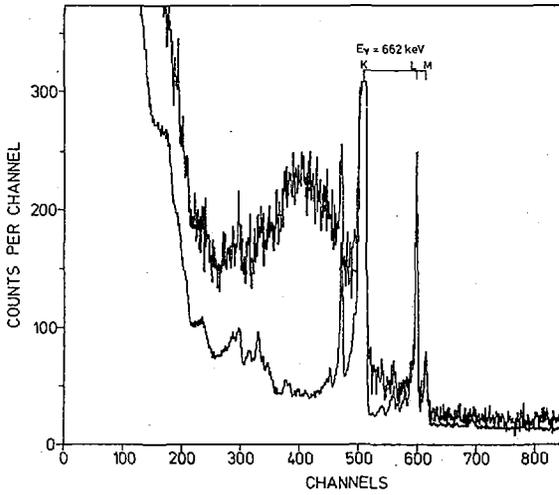


Fig. 5. Electron spectrum of the ^{241}Am sample before and after the activation with neutrons of 30 keV energy.

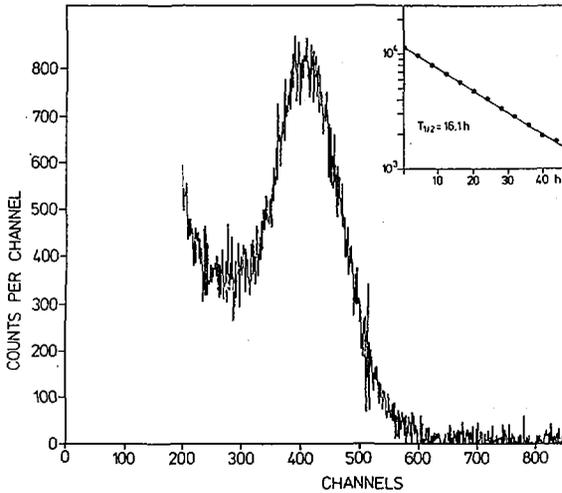


Fig. 6. Beta spectrum of the decay $^{242g}\text{Am} \rightarrow ^{242}\text{Cm}$ as measured with the mini orange spectrometer (activation with neutrons of 30 keV). The decrease of the measured intensity is given in the insert.

Table I Preliminary results for the capture cross section to the ground state and for the isomeric ratio IR.

Neutron Energy	$\frac{\sigma_{\gamma, {}^{242}\text{gAm}}}{\sigma_{\gamma, \text{Au}}}$	Adopted cross sections for the determination of IR	$\sigma_{\gamma, {}^{242}\text{gAm}}$	IR
30 $^{+35}_{-20}$ keV	2.86 ± 0.14	$\sigma_{\gamma, \text{Am}}=2.46 \pm 0.12$ b $\sigma_{\gamma, \text{Au}}=0.580 \pm 0.015$ b	1.66 ± 0.09 b	0.67 ± 0.05
25 $^{+25}_{-15}$ keV	3.06 ± 0.17	$\sigma_{\gamma, \text{Am}}=2.67 \pm 0.13$ b $\sigma_{\gamma, \text{Au}}=0.624 \pm 0.015$ b	1.91 ± 0.12 b	0.72 ± 0.06
14.74 meV	5.87 ± 0.3	$\sigma_{\gamma, \text{Am}}=818 \pm 26$ b $\sigma_{\gamma, \text{Au}}=129 \pm 0.4$ b	756 ± 39 b	0.92 ± 0.06

References

1. J.E. Lynn, B.H. Patrick, M.G. Sowerby, and E.M. Bowery, "Evaluation of Differential Nuclear Data for Americium Isotopes. Part I. ^{241}Am ", AERE-R8528, United Kingdom Atomic Energy Authority, Harwell (1979).
2. A.G. Dovbenko, V.I. Ivanov, V.E. Kolesov, and V.A. Tolstikov, "Radiative Capture of Neutrons by ^{241}Am " LASL Translation Report LA-TR-71-74, Los Alamos Scientific Laboratory (1971).
3. L. Koch, R. Ernstberger, Kl. Kammerichs, "Proceedings of the First Technical Meeting on the Nuclear Transmutation of Actinides" Ispra (1977), EDR 5897 e.f., p. 247, OECD Nuclear Energy Agency (1977).
4. F.M. Mann and R.E. Schenter, Nucl. Sci. Eng. 63, 242 (1977).
5. R.L. Macklin, J.H. Gibbons, and T. Inada, Nucl. Phys., 43, 353 (1963).
6. K. Wisshak and F. Käppeler, Nucl. Sci. Eng. 66, 363 (1978).
7. K. Wisshak and F. Käppeler, Nucl. Sci. Eng., 69, 39 (1979).
8. K. Wisshak and F. Käppeler, Nucl. Sci. Eng., 69, 47 (1979).
9. M.C. Moxon and E.R. Rae, Nucl. Instrum. Methods 24, 445 (1963).
10. K. Wisshak and F. Käppeler, accepted for publication in Nucl. Sci. Eng.
11. L.W. Weston and J.H. Todd, Nucl. Sci. Eng. 61, 356 (1976).
12. D.B. Gayther and B.W. Thomas, Proc. of IV National Sov. Conf. on Neutron Physics, Kiev (1977) Vol. 3, p. 3.
13. J. van Klinken and K. Wisshak, Nucl. Instr. Meth. 98, 1 (1972).

14. J. van Klinken, S.J. Feenstra, and G. Dumont, Nucl. Instr. Meth. 151, 433 (1978).
15. B. Goel, Proceedings of a Specialists' Meeting on Nuclear Data of Plutonium and Americium Isotopes for Reactor Application, Brookhaven, BNL 50991, NEANDC L-116 p. 177, Brookhaven National Laboratory (1978).
16. S.F. Mughabghab and D.J. Garber, "Neutron Cross Sections", Vol. 1, "Resonance Parameters", BNL-325, 3rd ed., Brookhaven National Laboratory (1973).

ВНИМАНИЮ 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: МеВ, ГэВ, Вт, В, Гц, кэВ, кВт и т.д.

Секунда обозначается одной строчной 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 репродуцирования 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. Линев А.Ф. - Атомная энергия, 1976, т.40, вып.6, с.451.
2. Howe R.W., 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. Дзмитровград, СЭВ, 1975, с.89.
4. Козлов В.Ф., Трошкин 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 также 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.

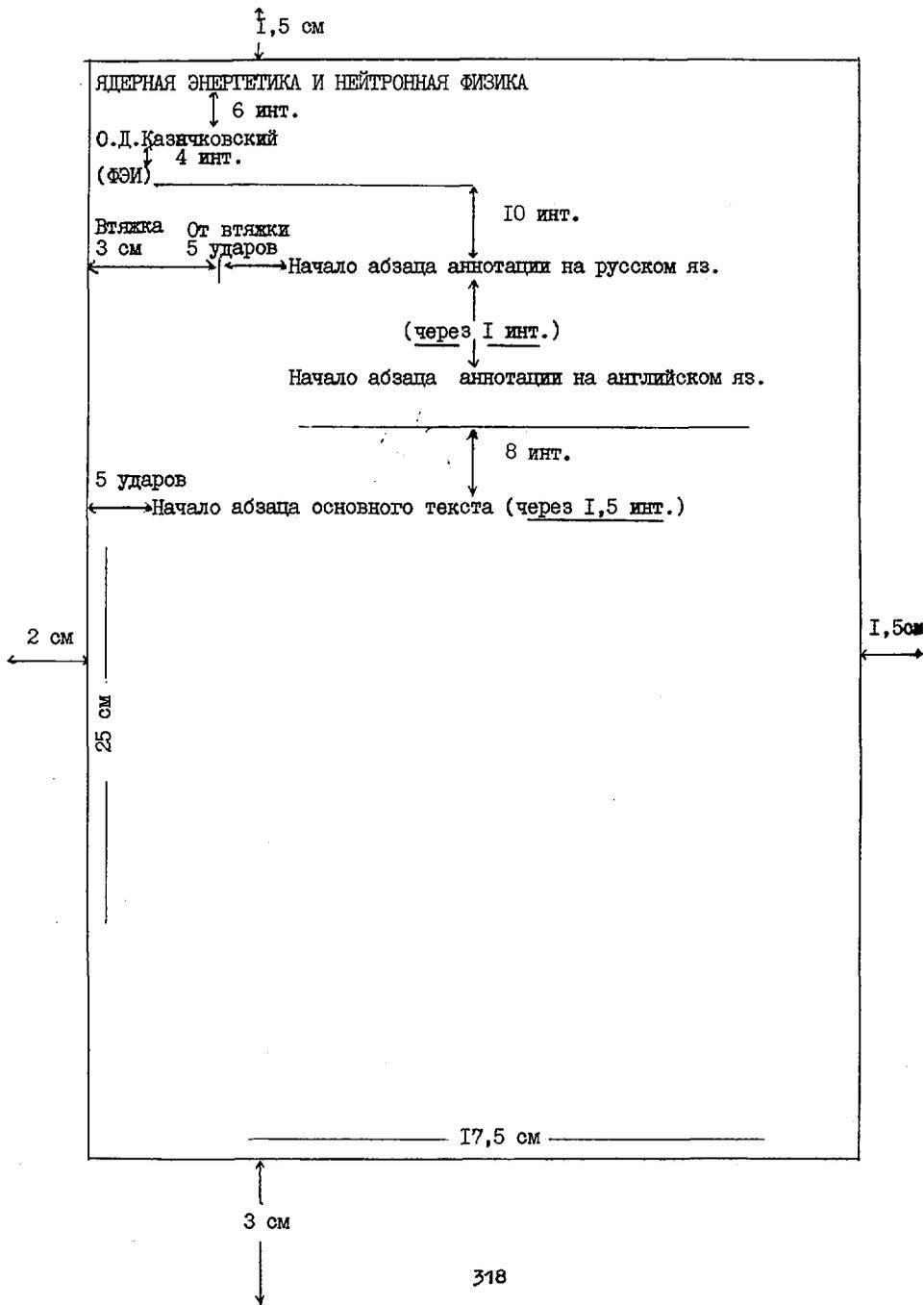
ИМЕЙТЕ В ВИДУ, ЧТО РИСУНКИ ПРИ РЕПРОДУЦИРОВАНИИ УМЕНЬШАТСЯ НА 2/3!!!

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 ротационных оттисков с 1-го экз.

11. Страницы нумеруются простым карандашом в правом нижнем углу.



СОДЕРЖАНИЕ

Секция II. Экспериментальное изучение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами . (Продолжение).
Начало см. в ч. I)

Авчухов В.Д., Баскова К.А., Говор Л.И., Демидов А.М. О влиянии конкурирующих уровней на угловые распределения γ -квантов в реакции $(n, n'\gamma)$	3
On the influence of the competing levels on the angular distributions of gamma-rays in the $(n, n'\gamma)$ reaction	
Демидов А.М., Говор Л.И., Журавлев О.К., Комков М.М., Черепанцев Ю.К. Смеси мультиполей в γ -переходах $^{116, 118, 120, 122, 124}Sn$ в $(n, n'\gamma)$ -реакции	8
The multipole mixtures in the gamma-transitions in $^{116, 118, 120, 122, 124}Sn$ in the $(n, n'\gamma)$ -reaction	
Главач С., Дегтярев А.П., Прокопец Г.А. Угловые распределения γ -квантов при рассеянии нейтронов энергии 14,6 МэВ ядрами $^{64, 66, 68}Zn$ и ^{115}In	13
Gamma-rays angular distributions in the scattering of 14,6-MeV-neutrons by $^{64, 66, 68}Zn$ and ^{115}In nuclei	
Савин М.В., Парамонова И.Н., Чиркин В.А., Лудин В.Н., Залялов Н.Н. Гамма-излучение при взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами меди и молибдена	17
Gamma-rays in the interactions of the fast neutrons with Cu and Mo nuclei	
Безотосный В.М., Горбачев В.М., Швецов М.С., Суров Л.М. Спектры и сечения образования дискретных гамма-линий на ядрах магния, кремния, фосфора, серы, титана и цинка при неупругом взаимодействии нейтронов с энергией 14 МэВ	21
The spectra and formation cross-sections of the discrete gamma-lines in the nonelastic interaction of 14 MeV neutrons with Mg, Si, P, S, Ti and Zn nuclei	

Козулин Э.М., Тутин Г.А., Филатенков А.А.	
Спектр γ -излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с энергией 3 МэВ с ядрами ^{238}U	25
The gamma-spectrum arising in the 3 MeV neutrons interaction with ^{238}U nuclei	
Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П., Сальников О.А., Трыкова В.И.	
Спектры нейтронов из реакции (α, xn)	30
The neutron spectra in (α, xn) reaction	
Блохин А.И., Ловчикова Г.Н., Труфанов А.М.	
Влияние коллективных эффектов на спектры нейтронов реакции (p, n)	35
The collective effects in the neutron spectra of (p, n) reaction	
Котельникова Г.В., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Симаков С.П., Труфанов А.М., Фетисов Н.И.	
Нейтронные спектры из реакции $^{57}\text{Fe}(p, n)^{57}\text{Co}$	39
The neutron spectra in $^{57}\text{Fe}(p, n)^{57}\text{Co}$ reaction	
Корнилов Н.В., Журавлев Б.В., Сальников О.А., Трыкова В.И.	
Механизм неупругого рассеяния и параметр плотности ядерных уровней ^{238}U	44
The mechanism of nonelastic scattering and the nuclear level density parameter to ^{238}U	
Дегтярев А.П., Прокопец Г.А.	
Угловые распределения групп нейтронов, неупруго рассеянных ядрами Fe , In при начальной энергии $E_0=14,6$ МэВ, и механизм возбуждения высоколежащих состояний	50
The angular distributions neutron groups inelastically scattered by Fe and In nuclei from the initial energy 14,6 MeV and the excitation mechanism of highly excited nuclei	

Прокопец Г.А.

Дифференциальные сечения $\langle \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \rangle_{\Delta E}$ реакций (n, xn) при взаимодействии нейтронов начальной энергии $E_0=20,6$ МэВ с ядрами некоторых средних и тяжелых элементов 54

The differential cross-section $\langle d^2\sigma / d\Omega dE \rangle_{\Delta E}$ of the (n, xn) reactions by 20,6 MeV neutrons on the nuclei of some middle-A and heavy elements

Клочкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н., Лаврова Н.С., Черепанов Е.В., Шibaев В.А.

Изучение реакций (n, p) и (n, np) на ядрах ^{27}Al , ^{50}Cr , ^{54}Fe при энергии нейтронов 14,1 МэВ 58

The study of (n, p) and (n, np) reactions on ^{27}Al , ^{50}Cr and ^{54}Fe with 14,1 MeV neutrons

Ежов С.Н., Шлико В.А.

О механизме реакции $(n, 2n)$ 63

On the mechanism of $(n, 2n)$ reaction

Щубин Ю.Н., Иванова С.П.

О конкуренции гамма-квантов и нейтронов при взаимодействии альфа-частиц с энергией 45 МэВ с ядрами ^{187}Ta 67

On the competition of gamma- and neutron-emission in the interaction of 45 MeV α -particles with ^{187}Ta

Тертычный Г.Л., Ядровский Е.Л.

О природе резонансов, возбуждаемых нейтронами в ядрах ^{208}Pb ... 72
On the nature of neutron induced nuclear resonances ^{208}Pb

С е к ц и я III. Экспериментальное изучение взаимодействия тепловых и резонансных нейтронов с ядрами

Rauch H.

Advanced neutron optics: Neutron Interferometry and Dynamical Neutron Polarization 77

Интерферометрия и динамическая поляризация нейтронов

Мурадян Г.В. Спектрометрия множественности (Обзор)	94
The multiplicity spectroscopy	
Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б. Изомерный сдвиг нейтронных резонансов	106
The isomeric shift of the neutron resonances	
Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И., Кривенко В.Г., Червоная Л.Е. Нейтронные сечения изотопов самария-152,153 и-154	III
The neutron cross-sections of Sm-152,153,154 isotopes	
Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И., Кривенко В.Г., Червоная Л.Е. Нейтронные сечения изотопов иридия	II4
The neutron cross-sections of Ir isotopes	
Мурадян Г.В., Шепкин Ю.Г., Адамчук Ю.В., Восканян М.А. Измерение абсолютной величины альфа урана-235 в области энергий нейтронов 0,1-30 кэВ	II9
The absolute measurements of α for ^{235}U in the neutron energy range 0,1-30 KeV	
Кондуров И.А., Коротких Е.М., Петров Ю.В. Ускорение тепловых нейтронов изомерными ядрами $^{152\text{m}}\text{Eu}$	I26
The acceleration of thermal neutrons by the isomeric nuclei $^{152\text{m}}\text{Eu}$	
Шеничный В.А., Вертебный В.П., Грицай Е.А., Кришталь В.И., Ворона П.Н., Кривенко В.Г. Полное сечение взаимодействия тепловых нейтронов с изомером европия-152 с периодом 9,2 часа	I31
The total neutron cross-section of $^{152\text{m}}\text{Eu}$ (9,2 hours)	
Ануфриев В.А., Гончаров В.А., Бабич С.И., Нежедов В.Н. Нейтронные резонансы нуклида ^{141}Ce ($T_{1/2}=32,5$ дня)	I36
The neutron resonances of ^{141}Ce nuclei ($T_{1/2}= 32,5$ days)	
Сушков О.П., Фламбаум В.В. Механизм нарушения четности при делении ядер	I39
The mechanism of parity violation in nuclear fission	

Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Симаков С.П., Труфанов А.М. Сравнительный анализ механизма реакций $^{113}\text{In}(n,n')$ ^{113}In и $^{113}\text{Cd}(p,n)^{113}\text{In}$, идущих через одинаковые составные ядра	144
The comparative analysis of the mechanism of the reactions $^{113}\text{In}(n,n')^{113}\text{In}$ and $^{113}\text{Cd}(p,n)^{113}\text{In}$ going through the same compound - nucleus	
Димин А.Н., Коренблит И.Я., Рубан В.А., Токарев Б.Б. Электромагнитное (швингеровское) рассеяние быстрых нейтронов в кристаллах	152
The electromagnetic (Schwinger) scattering of the fast neutrons on crystals	
Ануфриев В.А., Бабич С.И., Колесов А.Г., Артамонов В.С., Иванов Р.Н., Калебин С.М. Нейтронные резонансы $^{103}\text{Ru}(T_{1/2}=40$ дней).....	156
Neutron resonances of ^{103}Ru ($T_{1/2}=40$ days)	
Ануфриев В.А., Бабич С.И., Поручиков В.А. Нейтронные резонансы ^{107}Pd ($T_{1/2}=6,5 \cdot 10^6$ лет) в области энергий до 115 эВ	159
Neutron resonances of ^{107}Pd ($T_{1/2}=6,5 \cdot 10^6$ y) in energy range up to 115 eV	
Ануфриев В.А., Бабич С.И., Колесов А.Г., Нефедов В.Н., Поручиков В.А. Измерение полного нейтронного сечения ^{55}Fe ($T_{1/2}=2,7$ года)...	161
Total neutron cross-section measurement on ^{55}Fe ($T_{1/2}=2,7$ ys)	
Александров Ю.А., Бунатян Г.Г., Николаенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. О возможном влиянии однопионного обмена на радиусы потенци- ального р-рассеяния нейтронов ядрами	163
About possible influence of one-pion exchange on the radius of the neutron potential p-scattering	
Александров Ю.А., Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С., Тшечня К. Полное сечение вольфрама-186 в электронвольтовой области и поляризуемость нейтрона	168
Total neutron cross of ^{186}W in the eV-range and polarizability of the neutron	

Беляев Ф.Н., Болотский В.П., Боровлев С.П. АНОМАЛИИ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ГАММА-ЛУЧЕЙ В СПЕКТРАХ РЕЗОНАНСНОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ	173
Anomalies in gamma-rays intensities of the resonance neutron capture spectra	
Николенко В.Г., Самосват Г.С. Смеси спиновых каналов в р-резонансах фтора 49 кэВ и 97 кэВ	178
Spin-channel mixtures in p-resonances of fluorine at 49 and 97 keV	
Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвицкий Ю.С. О спиновой зависимости нейтронной силовой функции	183
On the neutron strength function spin dependence	
Колесов В.В., Лукьянов А.А. Многоуровневый анализ полного сечения ^{239}Pu в резонансной области	187
Multi-level analysis of ^{239}Pu total cross-section in the resonance region	
Вертебный В.Н., Ворона П.Н., Гнидак Н.Л., Кривенко В.Г., Павленко Е.А., Сенченко Т.А. Полное сечение и сечения рассеяния и захвата серы для нейтронов с энергией (4+0,024) эВ	191
Total, scattering and capture cross-sections of sulphur in the energy range 4-0,024 eV	
Алфименков В.П., Борзаков С.Б., Во Ван Тхуан, Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И. Прямые измерения теплового сечения радиационного захвата нейтронов дейтронами	194
Direct thermal neutron radiative capture cross-section for deuterons	
Недведик К., Попов Ю.П. К систематике усредненных сечений радиационного захвата нейтронов	199
On the systematics of the neutron averaged radiative capture cross sections	
Абрамов А.И., Китаев В.Я., Рогов А.В., Юткин М.Г. Исследование реакций $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)$, ^{55}Fe и $^{57}\text{Fe}(\gamma, n)$, ^{56}Fe вблизи порога	204

Study of the $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$ and $^{57}\text{Fe}(\gamma, n)^{56}\text{Fe}$ reactions near threshold

- Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвический Ю.С.
 Статистические свойства отношений интенсивностей вторичных гамма-переходов в нейтронных резонансах 209
 Statistical proper of the secondary γ -transition intensity ratios in neutron resonances
- Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Нгуен Данг Нгуан, Поспишил С., Тележников С.А.
 Изотопическая идентификация нейтронных резонансов по γ -лучам 214
 Isotopical indication of the neutron resonances by γ -rays
- Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Нгуен Данг Нгуан, Тележников С.А.
 Изучение реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$ на изолированных резонансах 219
 Study $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$ -reaction on the isolated resonances
- Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Нгуен Данг Нгуан, Стадников Т., Тележников С.А.
 Изучение уровней ядра ^{186}Re с помощью реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ на изолированных резонансах 224
 Study of the levels of nucleus ^{186}Re by means of the $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ -reaction on the isolated resonances
- Андреевски Ю., Во Ким Тхань, Вторири В.А., Попов Ю.П., Вертебный В.П., Долгов В.А., Кириллж А.Л.
 Исследование реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ и $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ при энергии нейтронов 24,5 кэВ 229
 Study $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ and $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ reaction, at neutron energy 24,5 KeV
- Попов Ю.П., Салацкий В.И., Хууханьхуу Г.
 Сечения реакции (n, α) на ядрах редкоземельных элементов в области энергии нейтронов 30 кэВ..... 234
 Cross-section (n, α) -reaction of the rare earth nuclei in the neutron energy range 30 keV
- Гонзатко Я., Конечни К., Бечварж Ф., Эисса Э.А., Кралик М.
 Изучение реакции $^{128}\text{Te}(n, \gamma)^{129}\text{Te}$ на тепловых нейтронах 239
 The study of $^{128}\text{Te}(n, \gamma)^{129}\text{Te}$ reaction induced by thermal neutron

Мурзин А.В., Либман В.А., Рудык А.Ф.	
Фильтрованные пучки реакторных нейтронов со средними энергиями 0,9; 1,1 и 1,4 кэВ	244
Filtered reactor neutron beams with average energies 0,9, 1,1, 1,4 keV	
Вертебный В.П., Гнидак Н.Л., Гребнев А.В., Кирилжк А.Л., Новоселов Г.М., Павленко Е.А., Трофимова Н.А.	
Определение нейтронных силовых функций и оптических длин рассеяния тяжелых ядер с помощью изучения самоэкранирования резонансных нейтронов	249
Determination of neutron strength functions and optical scattering lengths of heavy nuclei with studying of self-shielding of resonance neutrons	
Вертебный В.П., Гнидак Н.Л., Гребнев А.В., Кирилжк А.Л., Павленко Е.А., Трофимова Н.А.	
Определение полного сечения и сечения рассеяния урана-235 для нейтронов с энергией 2 и 24,4 кэВ	254
Determination of total cross-section and scattering cross-section of ^{235}U for neutron energies 2 and 24,5 keV	
Мурзин А.В., Рудык А.Ф., Либман В.А.	
Измерение сечения деления ^{233}U и ^{235}U при энергии нейтронов 24,5 кэВ	257
Measurement of fission cross-section of U-233 and U-235 for neutron energy 24,5 keV	
Мурзин А.В., Либман В.А., Лубченко Н.А., Рудык А.Ф.	
Спектры γ -лучей из реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)^{148}\text{Sm}$ при энергии нейтронов 2, 24 и 55 кэВ	262
Gamma-rays spectra from $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)^{148}\text{Sm}$ reaction for neutron energies 2, 24 and 55 keV	
Колесов В.В., Украинцев В.Ф., Лукьянов А.А.	
Анализ данных по пропусканию резонансных нейтронов через толстые образцы ^{239}Pu	267
Analysis of data on resonance neutron transmission across thick samples of ^{239}Pu	
Комаров А.В., Лукьянов А.А.	
Функция пропускания резонансных нейтронов в области неразрешенных уровней	271
Transmission function of resonance neutrons in the non-resolved resonance range	

Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Казаков Л.Е., Тимохов В.М.	
Измерение факторов резонансной блокировки сечения захвата нейтронов для урана-238	276
The measurement of the resonance selfshielding factors for neutron capture cross-section of ^{238}U	
Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Казаков Л.Е., Тимохов В.М.	
Абсолютный метод измерения сечения радиационного захвата быстрых нейтронов в уране-238	280
The absolute method of measurement of the fast neutron capture cross-section of ^{238}U	
Петров Ю.В., Шляхтер А.И.	
Распределение сечений ядерных реакций с тепловыми нейтронами	285
Cross-section distribution of the nuclear reactions with thermal neutrons	
Бакалов Т.П., Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Илчев Г.Л., Тошков С.А., Украинцев В.Ф., Чан Хань Май, Янева Н.Б.	
Многоуровневая параметризация сечения деления ^{239}Pu в области разрешенных резонансов	290
Multilevel parametrisation of fission cross-sections in the resolved resonance energy region for ^{239}Pu	
Конобеевский Е.С., Попов В.И.	
Возбуждение коллективных состояний при неупругом рассеянии нейтронов в области $3p$ -резонанса	295
Excitation of the collective states at the inelastic neutron scattering in the region of $3p$ -resonance	
Никитин А.М.	
Систематика выходов легких ядер при тройном делении	301
Systematics of the light nucleus yields at triple fission	
Wisshak K., Wickenhauser J., Käppeler F.	
The Isomeric Ratio in Neutron Capture of ^{241}Am at 14.75 MeV and 30 keV	306
Изомерное отношение при захвате нейтронов ^{241}Am в энергетической области 14,75 МэВ-30 кэВ	
Памятка автору	316

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

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

Часть 2

Ответственный редактор Т.Н.Артемова

Подписано в печать 3.12.80. Т21431. Формат 60x84 1/16.
Офсетная печать. Усл.печ.л. 19 Уч.-изд.л. 16,4 Тираж 500 экз.
Зак.тип. № 1243

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
119146, Москва, Г-146, аб/яц 584

1 р. 64 к.

**Нейтронная физика. Часть 2 (Материалы 5-й Всесоюзной
конференции по нейтронной физике, Киев,
15—19 сентября 1980 г.). М., 1980, 1—328.**