

СЗ43г3



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

6286/83

P3-83-634

В.П.Алфименков, С.Б.Борзаков, Во Ван Тхуан,
Ю.Д.Мареев, Л.Б.Пикельнер, И.М.Франк,
А.С.Хрыкин, Э.И.Шарапов

СПЕКТРЫ ГАММА-КВАНТОВ
В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ
 ^{81}Br , ^{117}Sn , ^{139}La , НЕ СОХРАНЯЮЩИХ
ПРОСТРАНСТВЕННУЮ ЧЕТНОСТЬ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

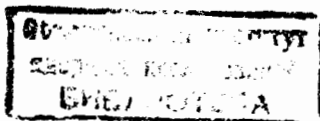
Эффекты несохранения пространственной четности в реакциях с нейтронами, наблюдавшиеся ранее в экспериментах с γ -лучами ^{1-3/} и делящимися ядрами ^{4/}, в последние годы были обнаружены в полных сечениях для тепловых нейтронов ^{5/}, а также в области p -волновых резонансов ^{6/}. Недавно подобные эффекты наблюдались ^{7/} при измерении интегральных γ -спектров. Объяснению всех этих эффектов в рамках различных теоретических подходов посвящен ряд работ, см., например, ^{8-11/}. Однако количественное сопоставление теории и эксперимента зачастую осложняется отсутствием данных о некоторых параметрах, характеризующих исследуемую реакцию. В случае неделящихся ядер к ним относятся изотопная принадлежность p -резонансов, их спины J , амплитуды нейтронных ширин для каналов с заданным полным спином нейтрона

$\sqrt{\Gamma_{n1/2}}$, $\sqrt{\Gamma_{n3/2}}$ и амплитуды парциальных γ -ширин запрещенных $\sqrt{\Gamma_{\gamma1}/\text{зап.}}$ и разрешенных $\sqrt{\Gamma_{\gamma1}/\text{раз.}}$ переходов. Данная работа выполнена в основном с целью изучения парциальных γ -ширин p -волновых нейтронных резонансов брома, олова и лантана, для которых в работах ^{2,3/} и ^{5-7/} были обнаружены эффекты несохранения четности.

Мягкие γ -переходы в ядрах ⁸⁰Br и ⁸²Br, обладающих очень сложной и плотной сеткой уровней вблизи основных состояний, изучались в реакции захвата тепловых нейтронов с применением изотопных мишеней ⁷⁹Br и ⁸¹Br в работе ^{12/}. Ее результатом явилось установление прецизионных значений энергий низкоэнергетических переходов и схемы уровней вблизи основных состояний. Интенсивности ряда линий измерены в ^{13/} с использованием в качестве мишени естественной смеси изотопов без изотопной идентификации.

Первичные γ -переходы в реакции ¹¹⁷Sn(n, γ) на тепловых и резонансных нейтронах изучались в работах ^{14-16/}. Были обнаружены интенсивные жесткие γ -линии мультипольности M1 и с неопределенностью до фактора 2 измерены соответствующие парциальные γ -ширины исследованных s -резонансов. Низколежащие возбужденные уровни ядра ¹¹⁸Sn хорошо изолированы друг от друга, энергия первого возбужденного состояния равна 1230 кэВ.

Сильные первичные γ -линии мультипольности E1 при захвате тепловых нейтронов в ¹³⁹La исследованы с хорошим разрешением, например, в работе ^{17/}. Абсолютная интенсивность линий лежит в диапазоне $0,2 \div 10\%$. Расстояния между низколежащими уровнями вблизи основного состояния ядра-продукта ¹⁴⁰La довольно малы, около 30 кэВ.



Однако исследования спектров γ -лучей из очень слабых р-волновых резонансов указанных ядер в предыдущих работах не проводились, возможно, ввиду очевидных трудностей, связанных с низкой интенсивностью γ -излучения. Используемый нами нейтронный спектрометр по времени пролета с импульсным реактором ИБР-30^{18/} в качестве источника нейтронов оказался достаточно светосильной установкой, чтобы провести эти исследования.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ И КАЛИБРОВКИ

Измерения проводились в двух режимах работы реактора ИБР-30: в сочетании с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40, когда реактор работал в качестве бустера при частоте 100 имп/с, длительности нейтронного импульса 4,5 мкс и мощности $W = 6$ кВт, и без ускорителя - при частоте 4 имп/с, длительности импульса 70 мкс и мощности 20 кВт. Пролетное расстояние до образцов равнялось 35 м. При $W = 20$ кВт поток нейтронов в месте расположения образца составлял $3 \cdot 10^4 / E^{0,95}$ /эВ/ нейтронов \cdot см⁻² \cdot с⁻¹ на интервал энергии $\Delta E = 1$ эВ. Площадь пучка в месте расположения образцов равнялась 5×7 см². Детекторы γ -лучей устанавливались под углом 90° к направлению пучка нейтронов. Дополнительные сведения об образцах и детекторах, использованных в измерениях, приведены в табл.1. Образцы $KBr + H_3BO_3$ и $NaCl$ применялись для калибровок. Энергии пиков в спектре γ -лучей калибровались с помощью линий 122.1 и 136.5 кэВ (⁶⁷Co), 661,7 кэВ (¹³⁷Cs), 1173,2 и 1332,5 кэВ (⁶⁰Co) радиоактивных источников, а также аннигиляционной линии 511 кэВ и дублета 7631,6 и 7645,6 кэВ (⁵⁶Fe(n, γ)), присутствовавших в измеренных спектрах. Для калибровки спектра $NaI(Tl)$ -детектора дополнительно применялся плутоний-бериллиевый источник / $E_\gamma = 4,45$ МэВ/.

В эксперименте использовалась стандартная аппаратура измерительного центра Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ^{19/}: амплитудный кодировщик АК 4096 и измерительная система на основе малой ЭВМ типа МЕРА, позволявшие регистрировать амплитудные спектры одновременно в нескольких /до 8/ временных окнах. Окна устанавливались в области исследуемых резонансов, слева и справа от них и в области действия кадмиевого фильтра.

Проводились также измерения спектров по методу времени пролета с подачей в измерительную систему импульсов детектора, ограниченных окном дифференциального дискриминатора. Пример одного из таких спектров для ¹¹⁷Sn дан на рис.1.

Методика определения интенсивности γ -переходов и парциальных γ -ширин резонансов проста. Число отсчетов детектора $\Sigma N_{\gamma 1}$ для данной линии $E_{\gamma 1}$ в пределах всего нейтронного резонанса можно записать в виде

$$\Sigma N_{\gamma 1} = \Pi(E_0) \cdot \epsilon(E_{\gamma 1}) \cdot A(E_0, gI_n, n) \frac{\Gamma_{\gamma 1}}{\Gamma}, \quad /1/$$

Таблица 1

Образцы и детекторы, использованные в измерениях

Образцы	Вес /г/	Изотопный состав	n ядер \cdot см ⁻²	Детекторы
Бром				Ge(Li), 37 см ³
KBr	252	ест.	$3,6 \cdot 10^{22}$	
Br ₂	330	ест.	$7,0 \cdot 10^{22}$	
KBr + H ₃ BO ₃	252+1	ест.		
Олово металл	189	89% ¹¹⁷ Sn	$2,04 \cdot 10^{22}$	Ge(Li), 60 см ³ NaI(Tl), \varnothing 200x200 мм ²
Лантан La ₂ O ₃	130	ест.	$6,1 \cdot 10^{21}$	NaI(Tl), \varnothing 200x200 мм ²
Хлор NaCl	32	ест.	$4,2 \cdot 10^{21}$	Ge(Li), 60 см ³

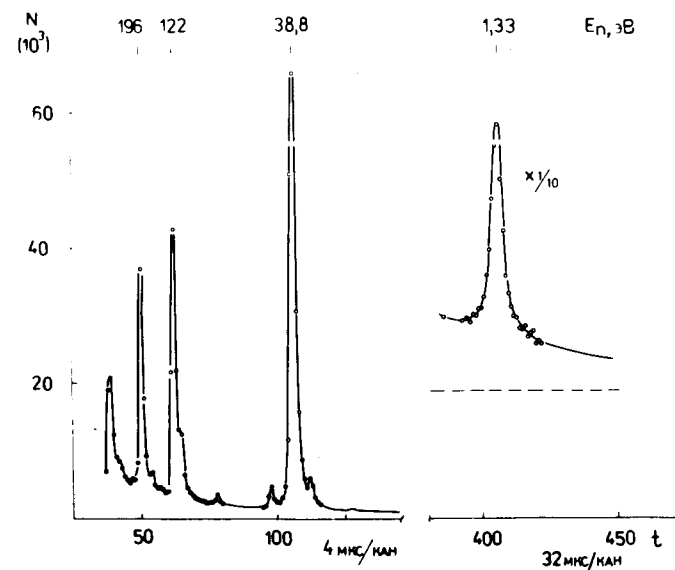


Рис.1. Спектр нейтронных резонансов ¹¹⁷Sn, измеренный по методу времени пролета $NaI(Tl)$ -детектором за 1 час в амплитудном окне дискриминации γ -лучей 2,3 - 10 МэВ. Ширина канала анализатора 4 мкс на начальном и 32 мкс на конечном участках спектра. Пунктирная линия - уровень постоянной составляющей фона.

где $\Pi(E_0)$ - число нейтронов, попавших на образец за время измерения, на интервал энергии ΔE ; $\epsilon(E_{\gamma i})$ - эффективность регистрации γ -кванта; A - площадь резонанса /в единицах эВ/ на кривой пропускания для образца толщиной n ядер $\cdot \text{см}^{-2}$. Величина A рассчитывается по известным параметрам нейтронного резонанса $E_0, g\Gamma_p, \Gamma$. В случае слабого p -волнового резонанса /индекс p / $A = \frac{\pi}{2} n \sigma_0^p \Gamma^p$ и выражение /1/ сводится к более простому:

$$\Sigma N_{\gamma i} = \Pi(E_0^p) \cdot \epsilon(E_{\gamma i}) \frac{\pi}{2} n \sigma_0^p \Gamma_{\gamma i}^p, \quad /2/$$

где σ_0^p - величина резонансного сечения при $E = E_0^p$. Чтобы избежать абсолютного определения нейтронного потока и эффективности детектора, измерения обычно нормируют на результат дополнительного эксперимента с образцами, для которых известны парциальные ширины $\Gamma_{\gamma i}$. В нашем случае удобной оказалась нормировка с использованием $\Sigma N_{\gamma i}^s, \Gamma_{\gamma i}^s$ и сечения σ_{γ} для s -волнового захвата нейтронов под исследуемым p -волновым резонансом. В случае ^{189}La и ^{117}Sn основной вклад в s -захват под p -волновым резонансом дает отрицательный уровень и тогда хорошим приближением

для $\Sigma N_{\gamma i}^s$ является

$$\frac{\Sigma N_{\gamma i}^s}{\Delta E} = \Pi(E_0^p) \Delta E \cdot \epsilon(E_{\gamma i}) n \sigma_{\gamma}^s \frac{\Gamma_{\gamma i}^s}{\Gamma_{\gamma}^s}. \quad /3/$$

Сопоставление /3/ с /2/ дает

$$\frac{\Gamma_{\gamma i}^p}{\Gamma_{\gamma i}^s} = \frac{\Sigma N_{\gamma i}^p}{\Sigma N_{\gamma i}^s} \cdot \frac{2}{\pi} \frac{\sigma_{\gamma}^s(E_0^p)}{\sigma_0^p} \cdot \frac{\Delta E}{\Gamma_{\gamma}^s}. \quad /4/$$

Это отношение использовалось при обработке результатов измерений, проведенных NaI(Tl)-детектором для ^{117}Sn и ^{189}La .

Абсолютные значения парциальных ширин жестких переходов можно также определить, нормируя их на известный выход $I_{\gamma}(E_{\gamma}^*)$ и соответствующее число отсчетов $N(E_{\gamma}^*)$ для мягкой линии E_{γ}^* того же самого образца:

$$\frac{\Gamma_{\gamma i}}{\Gamma_{\gamma}} = I_{\gamma}(E_{\gamma i}) = I_{\gamma}(E_{\gamma}^*) \cdot \frac{\epsilon(E_{\gamma}^*)}{\epsilon(E_{\gamma i})} \cdot \frac{N(E_{\gamma i})}{N(E_{\gamma}^*)}. \quad /5/$$

Для этого необходимо знать относительную зависимость эффективности детектора от энергии E_{γ} . Для нашего Ge(Li)-детектора она была измерена с помощью реакции $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$, для которой в работе /20/ определены величины I_{γ} в широком диапазоне энергий E_{γ} .

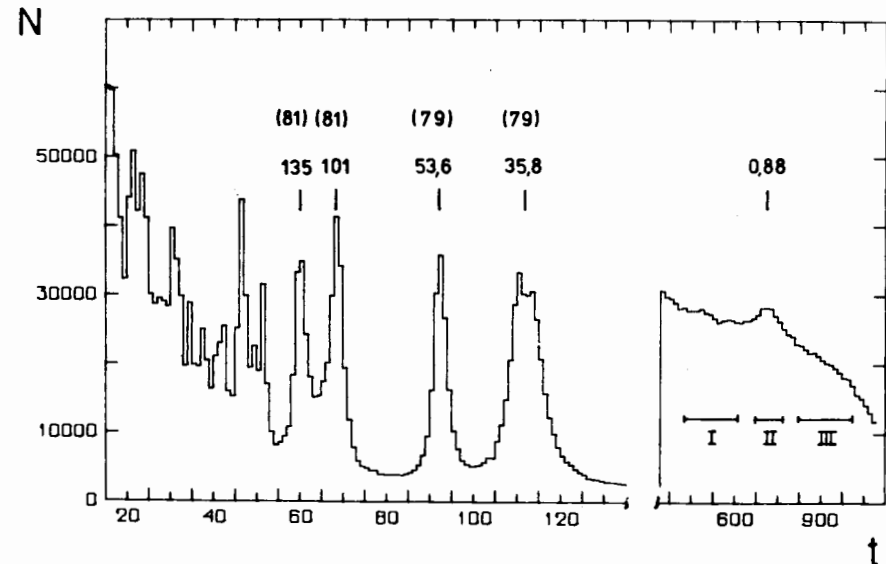


Рис.2. Спектр нейтронных резонансов брома /образец KBr /, измеренный по методу времени пролета Ge(Li) - детектором с амплитудным окном $E_{\gamma} = 300-600$ кэВ. Ширина канала анализатора - 4 мкс. Справа масштаб изменен в 40 раз. Цифры над стрелками - энергии резонансов в эВ, изотопная идентификация /согласно /21/ / дана в скобках.

Нормировку по формуле /5/ мы применили для изотопа ^{117}Sn , в котором при захвате нейтрона возбуждается интенсивный вторичный переход $E_{\gamma}^*(^{118}\text{Sn}) = 1230$ кэВ. Величину I_{γ} для него мы измерили, сравнив отсчеты детектора $N_{\gamma}(^{117}\text{Sn})$ и $N_{\gamma}(^{35}\text{Cl})$ /последние - для линии 1165 кэВ в реакции $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ /, в соответствии с простым соотношением

$$N_{\gamma}(^Z\text{A}) = \text{const} \cdot n(^Z\text{A}) \sigma_{\gamma}(^Z\text{A}) I_{\gamma}(^Z\text{A}), \quad /6/$$

справедливым для тонкого образца, и с учетом небольшого различия в энергии γ -квантов. Выпишем также используемое ниже очевидное соотношение:

$$I_{\gamma}^e \alpha_{\gamma}^e = I_{\gamma} \sigma_{\gamma} a, \quad /7/$$

где индекс e указывает на величины для естественной смеси изотопов, a - содержание изотопа.

Интенсивности низкоэнергетических переходов для брома были измерены аналогичным образом, в соответствии с соотношением

/6/, но в этом случае для нормировки использовались реакция $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^*$ с выходом γ -квантов с $E_\gamma = 480$ кэВ и реакция $^{39}\text{K}(n, \gamma)^{40}\text{K}$ с $E_\gamma = 772$ кэВ. Изотопная идентификация мягких γ -линий в броне сделана нами посредством измерений их выхода в нейтронных резонансах известной изотопной принадлежности: 101 эВ (^{81}Br) и 35,8 эВ (^{79}Br)^{/21/}, демонстрируемых на рис.2. Области I и III служили для измерения величин $I_\gamma(E_\gamma)$ для вторичных γ -переходов. Определив, линия какого изотопа усиливается в области II, мы установили изотопную принадлежность р-резонанса 0,88 эВ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

А. Бром. Спектры низкоэнергетических γ -переходов, измеренные с образцом из жидкого брома, показаны на рис.3. Нижний спектр соответствует области II на рис.2. Видно, что в резонансе 0,88 эВ особенно усиливается линия 287 кэВ. Согласно нашим измерениям в ν -резонансах, а также в соответствии с^{/12/}, она принадлежит только изотопу ^{81}Br . Линии 245 и 344 кэВ, помеченные звездочкой, также усиливаются, но в меньшей степени. По данным измерений, в ν -резонансах они наблюдаются в обоих изотопах. Остальные линии, кроме фоновых /Ф/, принадлежат изотопу ^{79}Br . Таким образом, резонанс 0,88 эВ - резонанс изотопа ^{81}Br . Энергии, изотопная идентификация и интенсивности измеренных низкоэнергетических переходов в броне представлены в табл.2. Интенсивности I_γ в 3-й колонке таблицы даны впервые. Результаты пересчета I_γ на интенсивности I_γ^0 для захвата в естественной смеси изотопов приведены в 4-й колонке и согласуются с ранее известными^{/12/}.

Следует отметить, что в^{/13/} приведены в числе других переходов для Br линии 554, 619, 698, 777 и 827 кэВ. Согласно нашим измерениям они принадлежат ядру ^{82}Kr , возникающему при β -распаде ядра-продукта ^{82}Br . Эти линии отсутствовали у нас в начале измерений и через несколько часов регистрировались во временном окне между вспышками реактора.

Б. Олово. Измерения проводились в области ν -волнового резонанса 38,8 эВ /см. рис.1/, р- волнового резонанса 1,33 эВ, а также тепловых энергий нейтронов. На рис.4 показан низкоэнергетический участок γ -спектра, полученного в одной из серий измерений для резонанса 38,8 эВ. Это - сильный и хорошо изолированный резонанс, занимающий узкий временной интервал. Он дает наиболее надежную, не искаженную фонами информацию о вторичных γ -переходах в ^{118}Sn , которая приведена в табл.3. Обращает на себя внимание очень высокая интенсивность линии 1230 кэВ. Благодаря этому она оказалась удобной для калибровки интенсивностей мягких и жестких γ -переходов как в данном, так и в других

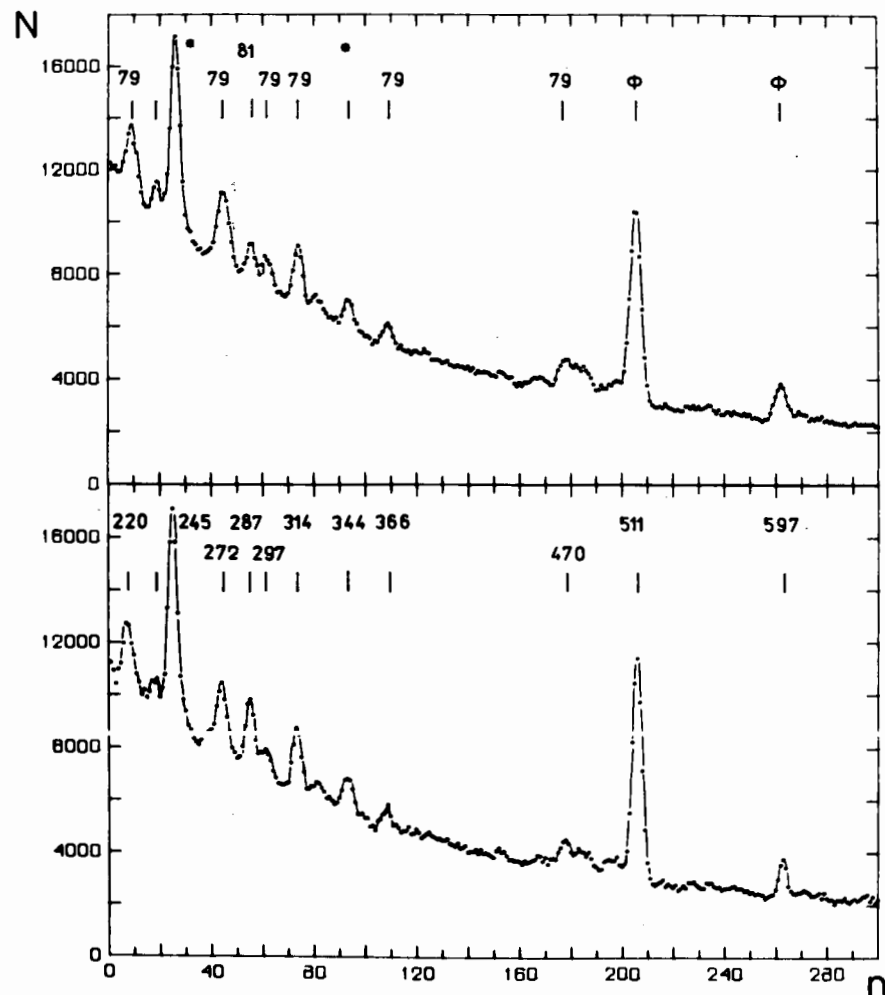


Рис.3. Низкоэнергетические участки спектров γ -лучей брома: внизу - суммарный спектр в области р-волнового резонанса с энергией 0,88 эВ; вверху - ν -волновой вклад в нижний спектр, полученный во временных окнах слева и справа от резонанса. На нижнем спектре указаны энергии линий в кэВ, на верхнем - их изотопная идентификация.

резонансах. Сопоставление γ -спектров в резонансах 38,8 эВ и 1,33 эВ показало, что линия 1230 кэВ дает большой вклад и в р-волновой резонанс: $I_\gamma = 80 \pm 10$ на сто захваченный нейтронов.

Таблица 2

Энергии и интенсивности вторичных γ -переходов, возбуждаемых захватом нейтронов с энергией около 1 эВ в бrome

E_{γ}^a кэВ	Ядро- мишень	I_{γ}^b	I_{γ}^c
220	79	$7,5 \pm 1,5$	$6,0 \pm 1,2$
245	79	21 ± 4	20 ± 3
245	81	15 ± 3	
272	79	$10,5 \pm 2$	$8,3 \pm 1,6$
287	81	19 ± 3	$3,6 \pm 0,6$
297	79	$3,8 \pm 0,6$	$3,0 \pm 0,5$
314	79	8 ± 2	$5,0 \pm 1,2$
344	79	$2,4 \pm 0,7$	$3,3 \pm 0,8$
344	81	7 ± 2	
366	79	4 ± 1	$3,0 \pm 0,8$

а - погрешность в определении энергии E_{γ} составляет 1 кэВ.
б - I_{γ} даны в числе γ -квантов на 100 нейтронов, захваченных ядром указанного изотопа. в - I_{γ}^c даны в числе γ -квантов на 100 нейтронов, захваченных ядрами естественной смеси изотопов брома.

Таблица 3

Энергии и интенсивности вторичных γ -переходов в ^{118}Sn , возбуждаемых захватом нейтронов в резонансе 38,8 эВ

E_{γ}^a кэВ	I_{γ}^b	$E_{\text{нач.}}$ кэВ	$E_{\text{конеч.}}$ кэВ
814	$6,0 \pm 1,5$	2044	1230
826	3 ± 1	2056	1230
1099	$11,6 \pm 1,5$	2329	1230
1230	92 ± 5 $- 15$	1230	0
1447	$2,4 \pm 0,6$	2677	1230
1506	$3,3 \pm 0,8$	2736	1230
2044	$5,6 \pm 1,4$	2044	0

а - погрешность в определении энергии составляет 2 кэВ. б - интенсивности даны в числе γ -квантов на 100 нейтронов, захваченных в изотопе ^{117}Sn .

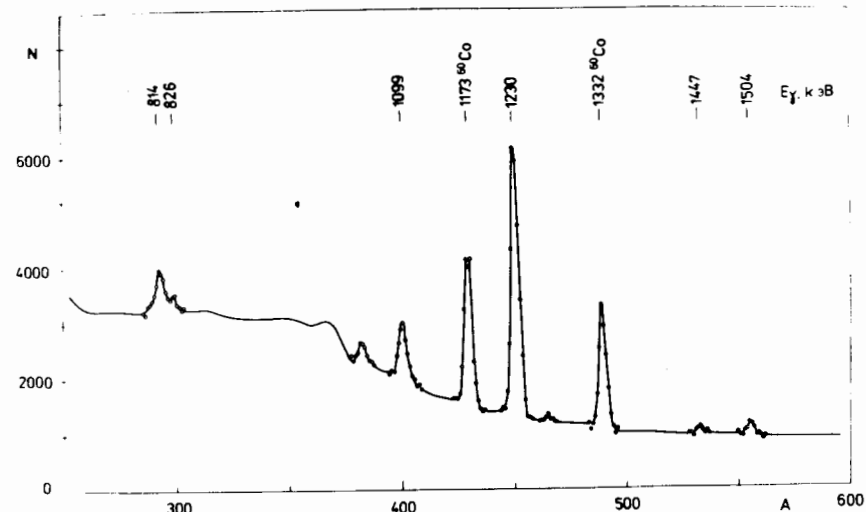


Рис. 4. Низкоэнергетический участок спектра γ -лучей нейтронного резонанса 38,8 эВ в ^{117}Sn , полученный за 30 часов измерения.

Таблица 4

Энергии жестких γ -переходов и соответствующие парциальные ширины нейтронных резонансов ^{117}Sn

E_0 эВ	γ^a	E_{γ}^a кэВ	Тип пере- хода	E_{γ}^b кэВ	Γ_{γ}^c мэВ	
-29	I^+	9325	MI	0	$2,3 \pm 0,4$	
1,33	I^+	8095	MI	1230	$0,3$	
	I^-	9325	EI	0	$1,1 \pm 0,3$	
		8095	EI	1230	3	
			7565	EI	1760	11 ± 3
			7269	EI	2056	14 ± 4
			7281	EI	2044	
			6996	EI	2329	20 ± 6
			6925	EI	2400	7 ± 3
			6828	EI	2497	9 ± 3
			6414	EI	2911	20 ± 6
38,3	I^+	9325	MI	0	$0,6 \pm 0,2$	
		8095	MI	1230	$8,5 \pm 1,5$	

а - погрешность определения E_{γ} составляет 3 кэВ. б - E_{γ} - энергия конечного состояния ^{118}Sn , на которое осуществляется переход E_{γ} .

Полученная информация о первичных γ -переходах при радиационном захвате нейтронов в резонансах ^{117}Sn представлена в табл.4. Результаты для резонанса при отрицательной энергии $E_0 = -29$ эВ^{/21/} получены при измерении с тепловыми нейтронами, захват которых практически целиком обусловлен отрицательным резонансом. Для резонанса 38,8 эВ полученные значения $\Gamma_{\gamma i}$ подтверждают ранее известные^{/16/}. Интенсивность перехода 9325 кэВ для тепловой точки существенно уточнена по сравнению с известной ранее из^{/14/}, где неопределенность достигала фактора 2. Новыми являются данные для р-волнового резонанса 1,33 эВ. Они получены на основании γ -спектра, показанного на рис.5. Статистика здесь оставляет желать лучшего, но позволяет установить ряд переходов, отсутствующих при захвате вне резонанса. Полученные парциальные γ -ширины приведены в последней колонке табл.4. Типы переходов получены на основании данных о J^π захватных и конечных состояниях. Схема низколежащих уровней из^{/22/} приведена на рис.6. Все низколежащие уровни ^{118}Sn , за исключением изомерных, имеют положительную четность и $J^\pi = 0^+, 2^+$. Для ядра-мишени ^{117}Sn $J^\pi = 1/2^+$. Поэтому захват р-волнового нейтрона должен приводить к появлению группы высокоэнергетических первичных переходов типа E1, что и наблюдается в нашем

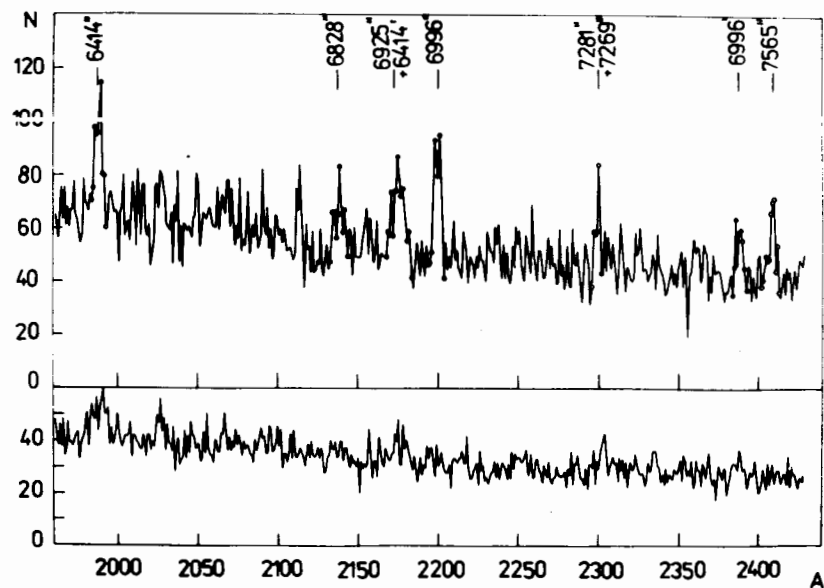


Рис.5. Высокоэнергетический участок спектра γ -лучей радиационного захвата нейтронов в области р-волнового резонанса ^{117}Sn с энергией $E_0 = 1,33$ эВ /вверху/ и соответствующий участок спектра, полученный во временных окнах слева и справа от резонанса /внизу/.

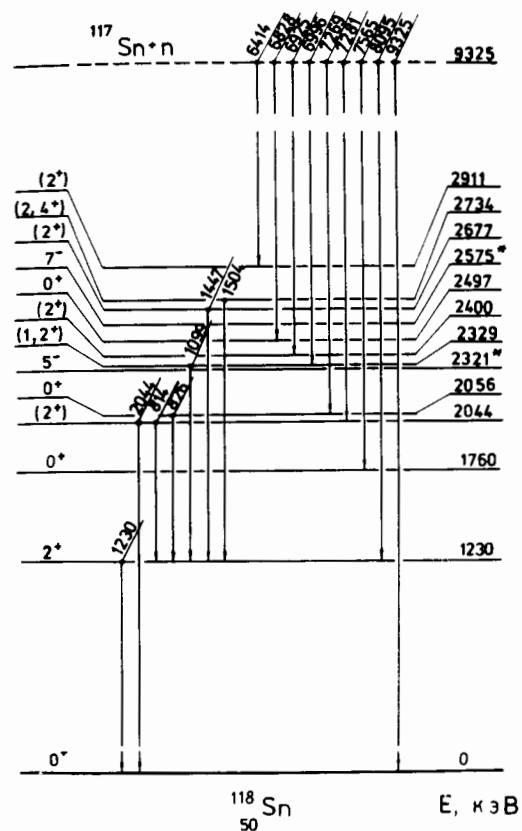


Рис.6. Схема уровней ядра ^{118}Sn и наблюдаемых в данной работе первичных и вторичных γ -переходов, вызванных захватом нейтрона. Все энергии - в кэВ. Спины и четности уровней, а также значения энергий, обозначенные звездочкой, - из работы^{/22/}.

эксперименте. Отметим, что существование сильных γ -переходов из резонанса 1,33 эВ на возбужденные уровни ^{118}Sn предсказано в теоретическом исследовании^{/11/} при анализе эффектов несохранения четности в интегральных спектрах γ -лучей^{/7/}.

Как видно из табл.4, в резонансе 1,33 эВ наблюдается прямой переход 9325 кэВ в основное состояние ^{118}Sn . Это позволило приписать резонансу значение спина $J^\pi = 1^-$. В самом деле, возможными значениями спина являются $0^-, 1^-, 2^-$. γ -

переходы $0 \rightarrow 0$ запрещены, а значение 2^- исключается наблюдавшимся в этом резонансе эффектом несохранения четности^{/23/}. Полагая, что ненаблюдаемые M1-переходы на уровни с энергией $E_f = 0$ - 2500 кэВ имеют ширины $\Gamma_{\gamma i} \leq 1$ мэВ, по данным табл.4 мы оценили средние значения парциальных ширин резонансов в ^{117}Sn для первичных γ -переходов: $\langle \Gamma_{\gamma i}(E1) \rangle = 10$ мэВ, $\langle \Gamma_{\gamma i}(M1) \rangle \leq 2$ мэВ. В соответствии с портер-томасовскими флуктуациями в случае $8 \div 10$ переходов такие оценки имеют 50%-ю неопределенность. Качественно эти оценки правильно передают соотношение сил E1- и M1-переходов, известное из систематики. В р-резонансе суммарная парциальная ширина для исследованных переходов на 2500 кэВ

уровни положительной четности довольно велика / $\sum \Gamma_{\gamma i}(E1) = 82$ мэВ/. По-видимому, именно избытком жестких E1⁰-переходов в р-резонансе и объясняется различие между полными радиационными ширинами s-резонансов и р-резонансами 1,33 эВ ^{117}Sn : $\Gamma_\gamma^s = 100 \pm 15$ мэВ^{/20/}, $\Gamma_\gamma^p = 230 \pm 20$ мэВ^{/23/}.

При изучении эффектов несохранения четности в экспериментах с γ -лучами большое значение имеет величина отношения $\Gamma_{\gamma 1}^p / \text{разр.} // \Gamma_{\gamma 1}^s / \text{запр.} //$. Для ^{118}Sn согласно теории^{/9/} связь между наблюдаемой в эксперименте величиной асимметрии испускания γ -лучей по и против направления спина нейтрона a_γ , матричным элементом слабого взаимодействия θ и ширинами $\Gamma_{\gamma 1}$ имеет вид

$$a_\gamma = \frac{2\theta}{E_0^p} \sqrt{\frac{\Gamma_{\gamma 1}^p}{\Gamma_{\gamma 1}^s}} \quad /8/$$

Экспериментально мы получили для линии 9325 кэВ в олове

$$\frac{\Gamma_{\gamma 1}^p}{\Gamma_{\gamma 1}^s} = 0,50 \pm 0,15 \quad /9/$$

Этот результат следует как из данных табл.4, так и из осуществленного прямого измерения этого отношения с использованием формулы /4/. Для a_γ имеются различные значения: $/8,8 \pm 1,5/ \cdot 10^{-4}$ ^{/2/} и $/4,4 \pm 0,6/ \cdot 10^{-4}$ ^{/3/}. Согласно /8/ и /9/ это приводит соответственно к двум значениям матричного элемента: $\theta = /0,84 \pm 0,15/$ мэВ и $\theta = /0,42 \pm 0,07/$ мэВ. Последнее согласуется с величиной $\theta = /0,38 \pm 0,10/$ мэВ, полученной в независимом эксперименте^{/23/} по пропусканию продольно-поляризованных резонансных нейтронов через мишень ^{117}Sn .

В проведенном рассмотрении существенное значение имеет и величина сечения радиационного захвата σ_γ (^{117}Sn) для тепловых нейтронов. Известные данные были весьма бедны и противоречивы: $2,6 \pm 1,0$ б^{/24/}, $1,2$ б^{/5/} /без указания точности и способа измерения/ и $2,3 \pm 0,5$ б^{/21/} - переоценка результата^{/24/}. В этой связи мы провели дополнительные измерения, результаты которых представлены в табл.5.

Сечение определялось тремя независимыми методами. В области энергий $E_n = 0,02 \div 10$ эВ методом времени пролета было измерено полное сечение в зависимости от энергии σ_t и полное сечение рассеяния σ_n . В последнем случае использовались система гелиевых счетчиков СМ-17 в геометрии 4π и образцы ванадия, углерода и свинца для нормировки. Разность сечений $(\sigma_t - \sigma_n)$ в функции от энергии нейтронов подгонялась по методу наименьших квадратов к зависимости $1/\sqrt{E_n}$, и определялось сечение σ_γ /25 мэВ/. Вторым методом состоял в измерении энергетической зависимости $\sigma_\gamma(E_n)$ NaI(Tl) -детектором с нижним порогом 2,3 МэВ и Ge(Li) -детектором с окном в пределах линии 1230 кэВ. Сечение σ_γ^s при энергии в районе резонанса 1,33 эВ определялось путем нормировки на резонанс 38,8 эВ. Была проверена справедливость закона $1/\sqrt{E_n}$ для сечения σ_γ (^{117}Sn) в диапазоне $0,02 \div 3$ эВ, что позволило

Таблица 5

Сечение радиационного захвата нейтронов с энергией 25 мэВ изотопом ^{117}Sn

Метод	I		II		III	
	NaI(Tl)		Ge(Li)		1230 кэВ	9325 кэВ
σ_γ , б	1,15 \pm 0,30	1,39 \pm 0,24	1,44 \pm 0,25	1,31 \pm 0,39	1,22 \pm 0,36	
$\langle \sigma_\gamma \rangle$, б					1,32 \pm 0,18	

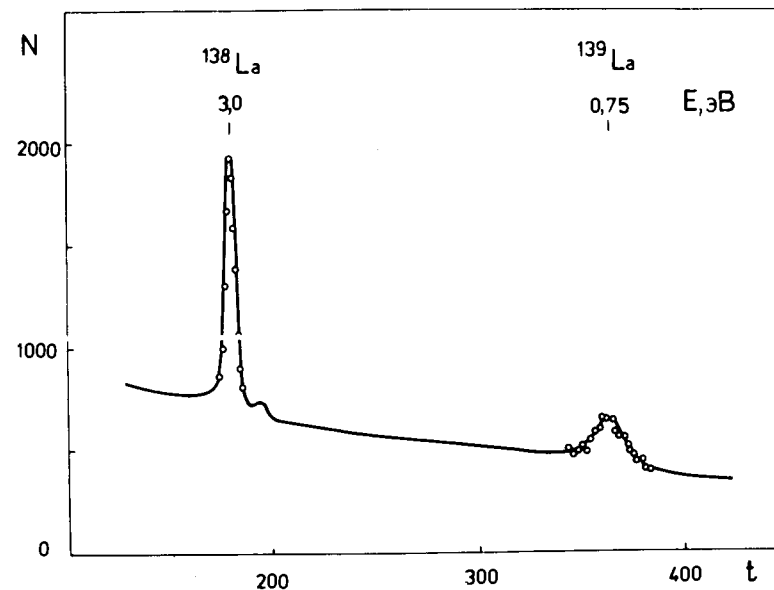


Рис.7. Участок спектра, измеренный по методу времени пролета для образца La_2O_3 в области энергий нейтронов /0,5-5/ эВ NaI(Tl) -детектором с амплитудным окном 2,3-3,5 МэВ. Ширина канала анализатора - 8 мкс.

перейти к сечению в тепловой точке. Наконец, в третьем методе использовались данные по спектрам γ -лучей из табл.3,4 для I_γ (^{117}Sn) и из работ^{/24, 13/} для I_γ^e . Сечение σ_γ (^{117}Sn) в этом случае определено по соотношению /7/ с нормировкой на σ_γ /ест./ = $0,63 \pm 0,01$ б^{/21/}. Все три метода имеют независимые систематические ошибки. Усреднение результатов, полученных всеми методами, дает $\langle \sigma_\gamma \rangle = 1,32 \pm 0,18$ б.

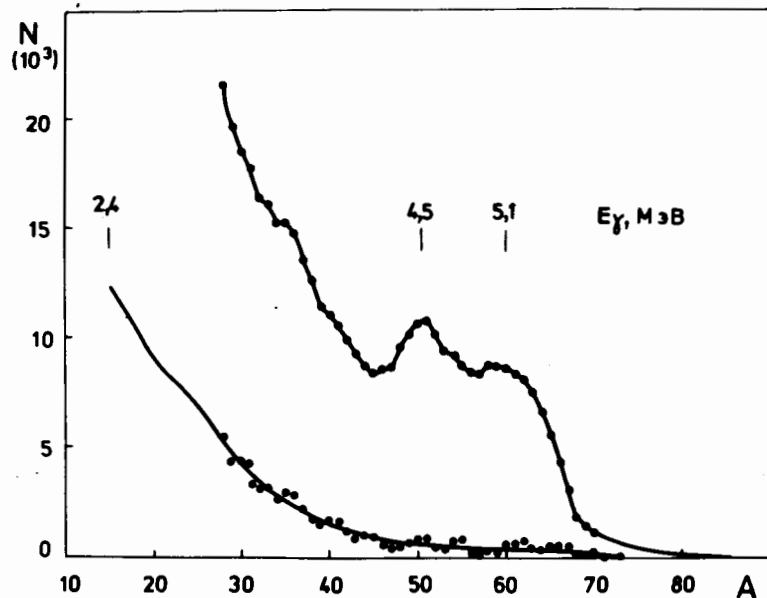


Рис.8. Высокоэнергетический участок спектра γ -лучей радиационного захвата нейтронов в области p -волнового резонанса 0,75 эВ в ^{139}La . Верхний спектр - суммарный, нижний - p -волновой вклад; спектры измерены NaI(Tl) - детектором.

В. Лантан. Исследуемый p -резонанс ^{139}La виден на спектре, измеренном по методу времени пролета, см. рис.7. Для этого измерения амплитудное окно детектора было специально перемещено в наиболее чувствительную для регистрации этого резонанса область энергий γ -квантов. Жесткие переходы из p -резонанса 0,75 эВ имеют мультипольность $M1$ и являются слабыми. Это наглядно видно на рис.8, где характерная структура спектра обусловлена захватом исключительно s -волновых нейтронов. Из измерения, аналогичного показанному на рис.7, но с окном 4,6-5,2 МэВ, с использованием выражения /4/ был получен следующий результат:

$$\frac{\sum \Gamma_{\gamma 1}^p}{\sum \Gamma_{\gamma 1}^s} = 0,07 \pm 0,02.$$

При этом использовались величины $\Gamma_{\gamma}^s = 0,06$ эВ, $\sigma_{\gamma} / 25$ мэВ/ = = 9,3 б и предположение о справедливости закона $1/v$ для сечения $\sigma_{\gamma}(E)$ лантана. Такое невыгодное соотношение интенсивностей разрешенных переходов, а также высокая плотность низколежащих состояний в ^{140}La должны затруднить попытки измерений

эффекта несохранения четности на изолированных первичных γ -переходах в лантане с применением тепловых нейтронов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

. Измерения γ -спектров в слабых p -волновых резонансах брома, олова, лантана оказались информативными и дали существенные результаты для выяснения ряда вопросов несохранения четности во взаимодействии нейтронов с этими ядрами.

Полученные в работе спектры вторичных γ -переходов в бrome позволили установить изотопную принадлежность резонанса 0,88 эВ и тем самым сузить круг s -резонансов, с которыми мог бы смешиваться данный p -резонанс, и в двухуровневом приближении определить матричный элемент слабого взаимодействия /8/.

В p -резонансе ^{117}Sn обнаружены предсказанные в теоретической работе /11/ интенсивные жесткие γ -переходы на нижние уровни ^{118}Sn , не наблюдаемые в v -резонансах. Такая "избыточность" первичных переходов объясняет большое различие между радиационными ширинами s -резонансов $/\Gamma_{\gamma}^s = 100$ мэВ/ и радиационной шириной p -резонанса $/\Gamma_{\gamma}^p = 230$ мэВ/. p -резонансу 1,33 эВ из этих измерений приписан спин 1. Измерение отношения парциальных ширин мультипольностей $M1$ и $E1$ для прямого перехода в ^{118}Sn позволило извлечь значение матричного элемента слабого взаимодействия из результатов экспериментов по асимметрии испускания γ -лучей при захвате поляризованных тепловых нейтронов в ^{117}Sn /2,3/. Оно оказалось в хорошем согласии с матричным элементом, полученным из эксперимента по пропусканию продольно-поляризованных резонансных нейтронов через мишень ^{117}Sn /23/. Двухуровневое приближение в модели смешивающихся компаунд-состояний /8/ получило дополнительное подтверждение.

Изучение γ -спектров в p -резонансе лантана обнаружило дополнительные трудности при поиске эффектов несохранения четности в изолированных γ -переходах ^{140}La , одна из которых - кинематическое ослабление эффекта для тепловых нейтронов.

В заключение отметим, что исследование γ -спектров - по-видимому, единственный путь к определению спинов тех p -резонансов, в которых велся поиск эффекта несохранения четности, но не был обнаружен.

Авторы благодарны Э.В. Васильевой, Я.Климану, В.Г.Тишину за помощь в измерениях с Ge(Li) -детектором, Г.В.Даниляну и В.И.Фурману за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абов Ю.Г., Крупчинский П.А. УФН, 1976, т. 118, с. 141.
2. Данилян Г.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 380.
3. Venkoulas H. et al. Phys.Lett., 1977, v. 71B, p. 287.
4. Данилян Г.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 197.
5. Forte M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p. 2088; Kolomensky E.A. et al. Phys.Lett., 1981, v. 107B, p. 272.
6. Alfimenkov V.P. et al. Nucl.Phys., 1983, v. A398, p. 93.
7. Весна В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 169.
8. Сушков О.П., Фламбаум В.В. УФН, 1982, т. 136, с. 2.
9. Вупаков V.E., Gudkov V.P. Nucl.Phys., 1983, v. A401, p. 93.
10. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. ЯФ, 1983, т. 37, с. 607.
11. Бунаков В.Е. и др. ОИЯИ, Р4-83-379, Дубна, 1983.
12. Do Huu Phuoc et al. Z.Phys., 1976, v. A286, p. 107.
13. Orphan V.J., Rasmussen N.C., Harper T.L. Gulf General Atomic Report No GA-10248, 1970.
14. Harvey J.A. et al. Argonne Nat.Lab.Rep. No. ANL-6797, 1963, p. 230; Carlson G.H., Talbert W.L., Raman S. Nucl.Data Sheets, 1976, v. 17, p. 1.
15. Bhat M.R. et al. Phys.Rev., 1968, v. 166, p. 1111.
16. Samour C. et al. Nucl.Phys., 1968, v. A122, p. 512.
17. Fubini A. Lett. Nuovo Cim., 1972, v. 4, p. 430.
18. Франк И.М. ЭЧАЯ, 1972, т. 2, с. 807.
19. Вагов В.А. и др. ОИЯИ, 10-82-351, Дубна, 1982.
20. Spits A.M., Kopecky J. Nucl.Phys., 1976, v. A264, p. 63.
21. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. Neutron Cross Sections. Academic Press, New York, 1981.
22. Tables of Isotopes (Ed. by C.M.Lederer and V.S.Shirley). A Wiley-Interscience Publ., New York, 1978.
23. Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 308.
24. Грошев Л.В., Гаврилов Б.И., Демидов А.М. АЭ, 1959, т.6, с.281.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 сентября 1983 года.

Алфименков В.П. и др. P3-83-634
Спектры гамма-квантов в нейтронных резонансах ^{81}Br , ^{117}Sn ,
 ^{139}La , не сохраняющих пространственную четность

Измерены спектры γ -лучей радиационного захвата нейтронов в слабых p -волновых резонансах 0,88 эВ (^{81}Br), 1,33 эВ (^{117}Sn) и 0,75 эВ (^{139}La). Определены интенсивности вторичных γ -переходов, парциальные γ -ширины резонансов для испускания жестких квантов, сечение радиационного захвата тепловых нейтронов в ^{117}Sn / $\sigma_{\gamma} = 1,32 \pm 0,18$ б/. Установлена указанная выше изотопная принадлежность p -резонанса 0,88 эВ в бrome. Результаты обсуждаются в связи с проблемой несохранения пространственной четности в реакциях с нейтронами.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Alfimenkov V.P. et al. P3-83-634
Gamma-Ray Spectra from Parity Nonconserving
Neutron Resonances of ^{81}Br , ^{117}Sn , ^{139}La

Neutron capture γ -ray spectra were measured from weak p -wave resonances 0.88 eV (^{81}Br), 1.33 eV (^{117}Sn), and 0.75 eV (^{139}La). Intensities of secondary γ -transitions, partial widths for high-energy γ -rays and thermal neutron capture cross section for ^{117}Sn ($\sigma_{\gamma} = 1.32 \pm 0.18$ b) have been obtained. The isotope identification of the 0.88 eV p -resonance in Bromine mentioned has been established. Results are discussed and compared with those on parity violation effects in neutron induced reactions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой