

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



А-537

11/4-76

РЗ - 9852

3958/2-76

В.П.Алфименков, Г.Г.Акопян, В.А.Вагов,  
А.И.Иваненко, Л.Ласонь, Ю.Д.Мареев, Н.И.Морева,  
О.Н.Овчинников, Л.Б.Пикельнер, Ш.Салаи,  
Э.И.Шарапов

ПРОПУСКАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ  
ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ МИШЕНЬ <sup>159</sup>Ть

**1976**

РЗ - 9852

В.П.Алфименков, Г.Г.Акопян, В.А.Вагов,  
А.И.Иваненко, Л.Ласонь, Ю.Д.Мареев, Н.И.Морева,  
О.Н.Овчинников, Л.Б.Пикельнер, Ш.Салаи,  
Э.И.Шарапов

ПРОПУСКАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ  
ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ МИШЕНЬ <sup>159</sup>Ть

*Направлено в ЯФ*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## S U M M A R Y

The transmission effect  $\epsilon = (N_p - N_a)/(N_p + N_a)$  due to polarization reversing of resonance neutrons transmitted through the polarized Tb -target was measured over 20 eV - 100 keV energy range by the time-of-flight method at the Boosted of the pulsed reactor IBR-30 with the 40 MeV Linac. The resolution was 25 ns/m. Schematic drawing of the apparatus is shown in fig.1.

The neutron beam was polarized ( $f_n=55\%$ ) by the transmission through the dynamically polarized proton sample (see 4 in fig.1) - LMN crystal ( $24 \text{ cm}^2 \times 1.4 \text{ cm}$ ) placed at 32 m distance from the reactor. Neutron polarization has been reversed every 3 min. by a new system of spin reversing<sup>9)</sup>. The  $^3\text{He}/^4\text{He}$  dilution refrigerator<sup>10)</sup> was used for the polarization ( $f_N=60\%$ ) of terbium sample (see 5 in fig.1) ( $50 \times 40 \text{ mm}^2, 1.07 \times 10^{22} \text{ nuclei/cm}^2$ ). Neutrons transmitted through the target were measured with the help of the 200 l liquid scintillation detector<sup>11)</sup> (see 6 in fig.1). The obtained spectrum is shown in fig.2 (below).

The upper part of fig.2 presents  $\epsilon$ -results for resonances versus time-of-flight. The spins of 66 resonances up to 311 eV were obtained, they are given in Table 1. Table 2 contains  $\epsilon$ -results for averaged cross-sections in the 2-100 keV energy range. From here the difference of strength functions  $(S^+ - S^-)$  for two spin states  $J^+ = 2$  and  $J^- = 1$  was deduced using equation (2) and assuming that  $R^+ = R^-$ . The mean value over the whole energy range  $\langle S^+ - S^- \rangle / \langle S \rangle \leq 0.05$  was obtained and it is the best experimental result for this quantity.

## Введение

Интерес к экспериментам с поляризованными нейтронами и поляризованными ядерными мишенями в значительной степени связан с исследованием спиновой зависимости сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. В области резонансных энергий нейтронов это касается прежде всего определения спинов нейтронных резонансов и выяснения спиновой зависимости s-волновой нейтронной силовой функции  $S = \overline{\Gamma}^0 / D$ . Такая зависимость следует из возможного существования спин-спинового члена  $V_{ss}$  в оптическом потенциале.

О различии значений нейтронной силовой функции  $S_+$  и  $S_-$  для двух спиновых состояний с  $J = I \pm 1/2$  у некоторых ядер сообщалось в ряде работ, в основном из Сакле /например, <sup>1)</sup>/. Однако статистический анализ, проведенный в Дубне <sup>2)</sup>, показал, что экспериментальные данные пока не позволяют сделать достоверного заключения о различии  $S_+$  и  $S_-$  и не противоречат гипотезе об их равенстве. Эти выводы были подтверждены на новом экспериментальном материале в работе <sup>3)</sup>. Для выявления возможного небольшого эффекта требуется значительно увеличить число резонансов с известными спинами, по которым вычисляются силовые функции. Величина относительной ошибки силовой функции, связанная с ограниченностью числа резонансов  $n$ , приближенно описывается выражением  $\delta S = \sqrt{2/n}$ . Отсюда видно, что для обнаружения разности  $(S_+ - S_-) / \langle S \rangle$  при ее величине  $\approx 0,1$  необходимо знание спинов и нейтронных ширин не менее чем для 1000 резонансов. Современный уровень

экспериментальной техники пока далек от таких требований.

Другая возможность для измерения спиновой зависимости силовых функций может быть реализована путем измерения спиновой зависимости усредненного сечения в экспериментах по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень. Так как в области усреднения может содержаться значительное количество резонансов ( $n \gg 1000$ ), то это позволяет оценить достаточно хорошо разность силовых функций. Такая возможность обсуждалась в /4/, где было показано, что для тонкой мишени эффект пропускания

$$\epsilon = \frac{N_p - N_a}{N_p + N_a} = -f_n f_N n \frac{1}{2I+1} (\langle \sigma_+ \rangle - \langle \sigma_- \rangle) \quad /1/$$

может быть представлен для  $s$ -нейтронов в виде

$$\epsilon = -f_n f_N n \frac{1}{2I+1} \{ 2\pi^2 \lambda^2 \sqrt{E} (S_+ - S_-) + 4\pi (R_+^2 - R_-^2) \}. \quad /2/$$

Здесь  $N_p$  и  $N_a$  - отсчеты детектора при параллельной и антипараллельной поляризациях нейтронов и ядер;  $f_n$  и  $f_N$  - поляризация нейтронов и ядер;  $n$  - толщина мишени в  $\text{яд}/\text{см}^2$ ;  $\langle \sigma_+ \rangle$  и  $\langle \sigma_- \rangle$  - усредненные полные нейтронные сечения для состояний  $J = I + 1/2$  и  $I - 1/2$  соответственно;  $R_+$  и  $R_-$  - соответствующие эффективные радиусы потенциального рассеяния.

Реальная возможность постановки экспериментов с поляризованными резонансными нейтронами в широком интервале энергии возникла в результате работ в Дубне /5/, в которых впервые была осуществлена поляризация резонансных нейтронов методом пропускания через динамически поляризованную протонную мишень. Исследуемые ядра принадлежат к области редких земель, где можно достичь значительной поляризации за счет сверхтонкого магнитного взаимодействия при сверхнизких температурах.

В настоящее время очевидно, что спиновая зависимость  $s$ -волновой силовой функции, если она имеется, должна быть слабой. Для гольмия, например, измерения при энергиях 0,4 и 1,0 МэВ с поляризованными нейт-

ронами и ядрами /6/ дали оценку спин-спинового члена  $V_{ss} \leq 300 \text{ кэВ}$ . В оптической модели со стандартными параметрами потенциалов /например, согласно расчету /1/ для  $^{155}\text{Gd}$ / это ведет к 2%-ной разнице значений  $S_+$  и  $S_-$ . По имеющимся теоретическим оценкам, спин-спиновый член еще меньше /6/.

В этой связи нам представляется, что целью экспериментов в области энергий до десятков кэВ должно быть не столько дальнейшее уточнение оценки  $V_{ss}$ , сколько поиск возможных локальных проявлений различия  $S_+$  и  $S_-$  и прямое определение спинов изолированных уровней. В данной работе мы приводим результаты измерений спинов нейтронных резонансов с энергией до 310 эВ и спиновой зависимости усредненного полного сечения для  $^{159}\text{Tb}$ , о нестатистических эффектах в свойствах компаунд-состояний которого сообщалось в работе /7/.

### Эксперимент

Пропускание поляризованных нейтронов через поляризованную мишень тербия измерялось методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 в режиме работы совместно с ускорителем электронов ЛУЭ-40 /8/. Для улучшения энергетического разрешения размножение нейтронов было снижено в два раза относительно обычного и составляло 100. Разрешение спектрометра на пролетной базе 116 м равнялось 25 нс/м. Схема расположения экспериментального оборудования показана на рис. 1. Была использована реконструированная установка для поляризации нейтронов, описываемая подробно в /9/. В состав установки входили:

1. Поляризованная протонная мишень с монокристаллом двойного лантан-магниевого нитрата /ЛМН/ рабочей площадью  $25 \text{ см}^2$  и толщиной 14 мм. Поляризация протонов осуществлялась методом "солид-эффекта" при температуре 1 К в магнитном поле 19,7 кЭ. Имелась присущая этому методу возможность медленного изменения знака поляризации. Поляризатор обеспечил, со-

гласно нашим измерениям, степень поляризации нейтронного пучка, равную  $55 \pm 2\%$ .

2. Система быстрого реверса направления поляризации нейтронного пучка со 100%-ной эффективностью переворота независимо от энергии нейтронов. Это достигалось поворотом на  $180^\circ$  магнита вместе с криостатом и мишенью ЛМН.

Для поляризации ядерной мишени был применен криостат с растворением  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  <sup>10</sup>. Мишенью служили сложенные вместе шесть пластинок металлического тербия размерами  $50 \times 40 \text{ мм}^2$ , суммарной толщиной  $1,07 \cdot 10^{22} \text{ яд/см}^2$ , располагавшиеся в низкотемпературном контейнере криостата между полюсами электромагнита. Высокое значение внутреннего магнитного поля в тербии  $H = 3 \cdot 10^6 \text{ Э}$ , большой магнитный момент ядра ( $\mu_I = 2\mu_{\text{яд}}$ ,  $I = 3/2$ ) и сверхнизкая температура  $T \approx 30 \text{ мК}$  обеспечивали почти 100-процентную поляризацию в магнитных доменах. Однако из-за магнитной жесткости тербия среднее по образцу значение поляризации оказалось равным  $60 \pm 3\%$ .

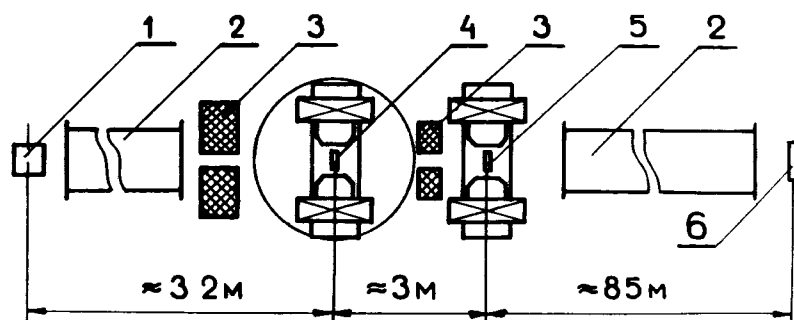


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 - реактор, 2 - нейтронный водород, 3 - коллиматоры, 4 - поляризованная протонная мишень, 5 - поляризованная ядерная мишень, 6 - детектор нейтронов.

Секционированный 200-литровый жидкостный сцинтилляционный детектор <sup>11</sup>, работавший для уменьшения фона в режиме совпадений, регистрировал нейтроны с эффективностью  $\sim 30\%$ . Для регистрации временных спектров и управления экспериментом использовалась система на основе малой ЭВМ <sup>12</sup>.

Процедура измерений была следующей:

В течение 24 часов при положительной поляризации протонов велось поочередное накопление спектров  $N_p$  и  $N_a$  для параллельной и антипараллельной поляризаций нейтронного пучка и ядерной мишени. Чередование производилось каждые три минуты по сигналу ЭВМ системой быстрого реверса поляризации нейтронного пучка. Затем протонная мишень переводилась в состояние с отрицательной поляризацией, и 24 часа проводились аналогичные измерения. Спектры, накопленные в каждом суточном цикле, записывались на магнитную ленту ЭВМ БЭСМ-4 для дальнейшей обработки. Всего было проведено по 5 суточных циклов измерений для положительной и отрицательной поляризации протонов. Изменение знака протонной поляризации было необходимо для устранения аппаратной асимметрии, связанной с поворотом магнита протонной мишени.

На рис. 2 и 3 приведены участки спектров в области разрешенных резонансов и в усредненной области.

Во время измерений в пучке постоянно находился борный фильтр для уменьшения фона от рециклических нейтронов. Фон измерялся с помощью резонансных фильтров  $\text{Mn} / E_0 = 320 \text{ эВ}$  и  $\text{Na} / E_0 = 2,85 \text{ кэВ}$ . Фон составлял  $\approx 30\%$  при  $20 \text{ эВ}$ ,  $12\%$  при  $320 \text{ эВ}$ ,  $7\%$  при  $2,85 \text{ кэВ}$  и уменьшался далее с ростом энергии.

#### Обработка экспериментальных данных и результаты

В области энергии нейтронов  $20\text{-}310 \text{ эВ}$  разрешение было достаточным для выделения эффекта пропускания в большинстве резонансов. Обработка была выполнена на ЭВМ БЭСМ-4 по стандартным программам системы

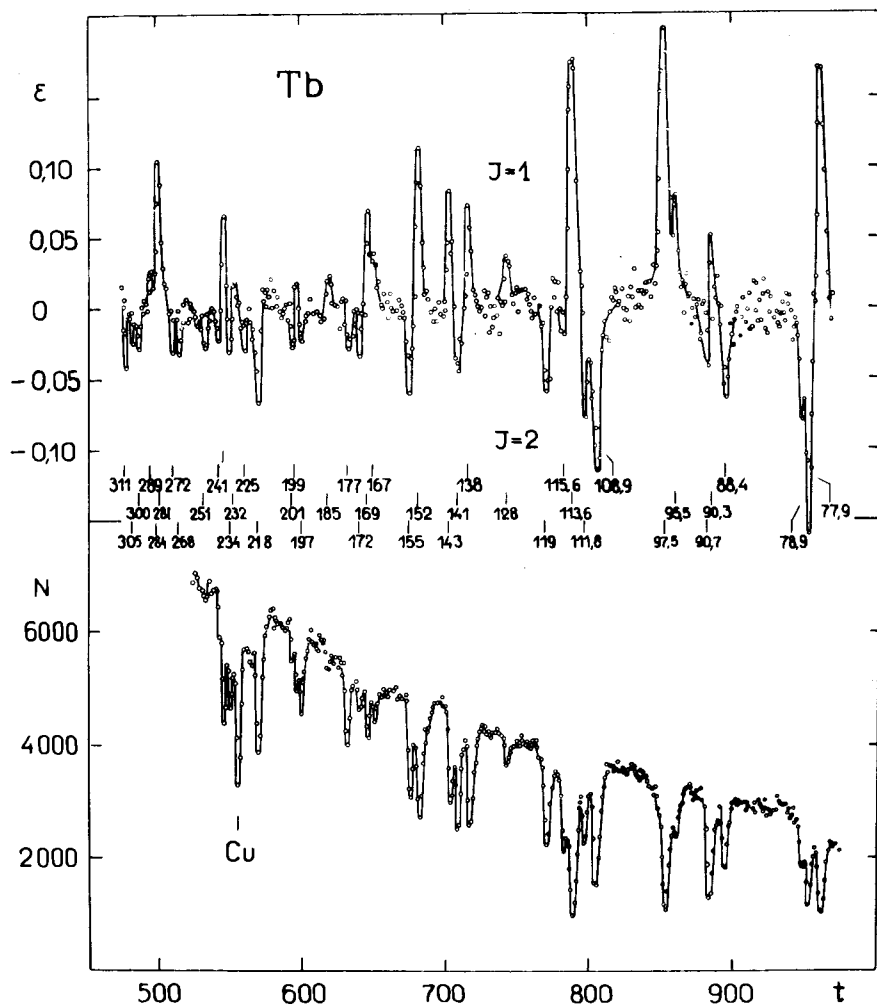


Рис. 2. Экспериментальные данные для резонансной области энергий. Внизу - аппаратный спектр отсчетов детектора  $N_a$ , полученный за 20 часов при ширине канала анализатора /  $t$  - номер канала / 1 мкс. Цифры над резонансами указывают их энергию в электрон-вольтах. Вверху - эффект пропускания  $\epsilon$  в зависимости от номера канала анализатора.

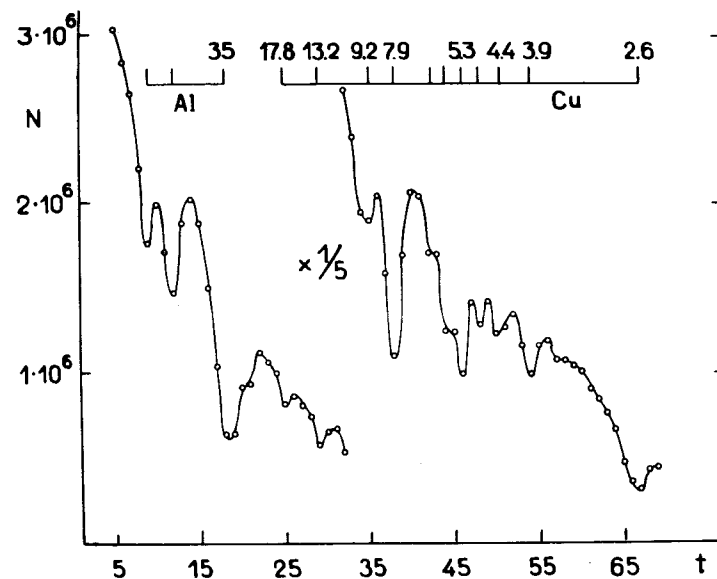


Рис. 3. Аппаратурный спектр в усредненной области энергий.  $N_a$  - число отсчетов детектора за 30 ч при антипараллельной ориентации спинов нейтронов и ядер,  $t$  - номер канала анализатора шириной 2,5 мкс. Резонансная структура вызвана конструкционными материалами криостатов. Цифры вверху - энергия в кэВ.

ПОФИ с использованием осциллографа со световым карандашом <sup>13/</sup>. В нее входили суммирование однотипных измерений, вычитание фона, составление разностей и сумм  $N_p$  и  $N_a$  и определение поканального эффекта пропускания  $\epsilon$ . Значения  $\epsilon$ , полученные в интервале энергий  $77 \div 310$  эВ, показаны на рис. 2. Знак эффекта непосредственно определяет спин резонанса. Информация о спинах собрана в табл. 1. Сюда же включены данные о спинах резонансов ниже 20 эВ из нашего предварительного сообщения <sup>14/</sup>. Воспользовавшись значениями  $g\Gamma_n$ , полученными в ЛНФ путем измерения пропускания с высоким разрешением, мы построили нарастающие суммы приведенных нейтронных ширин для каждого спинового состояния, показанные на рис. 4.

Таблица I

Спины резонансов  $^{159}\text{Tb}$ 

Энергия эВ	Спин	Энергия эВ	Спин	Энергия эВ	Спин
3,34	2	88,4	2	201	2
4,98	1	90,3	1	210	(1)
11,1	2	90,7	(2)	216	(1)
14,4	2	95,5	1	218	2
21,2	1	97,5	1	225	2
24,6	2	108,9	2	232	1
27,6	2	111,8	2	234	2
33,9	1	113,6	1	238	1
40,7	1	115,6	2	241	2
43,7	2	119	2	251	2
46,1	2	128	1	254	2
50,6	2	138	1	262	(2)
51,6	1	141	2	263	(1)
54,0	2	143	1	268	2
57,4	1	152	1	272	2
58,7	2	155	2	281	1
65,0	2	167	1	284	1
66,8	1	169	1	289	1
73,8	2	172	2	300	2
76,7	1	177	2	305	2
77,9	2	185	1	311	2
78,9	2	197	2		
		199	1		

Примечание: В скобках приведены предпочтительные значения спинов для слабых и плохо разрешенных резонансов.

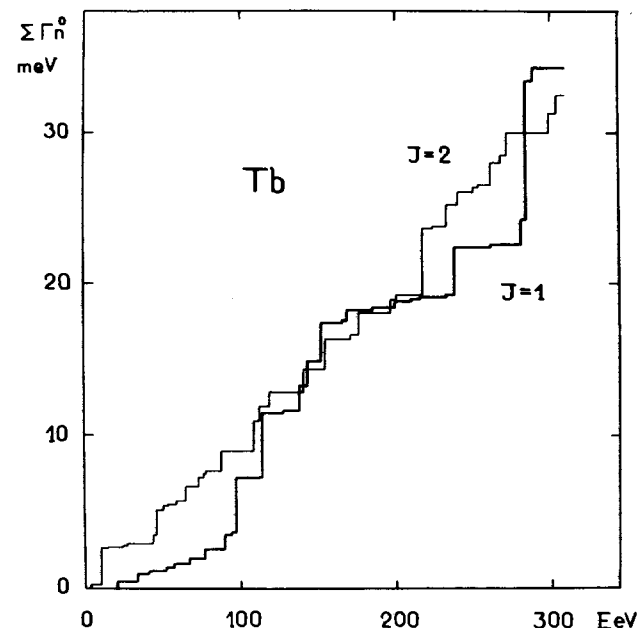


Рис. 4. Энергетическая зависимость нарастающих сумм приведенных нейтронных ширин для резонансов тербия со спином 1 /толстая линия/ и 2 /тонкая линия/.

Измерения в резонансной области были использованы также для получения величины поляризации ядерной мишени, которая связана с эффектом пропускания в резонансах. Среднее значение  $f_N$ , найденное по 10 резонансам Tb в области 20-60 эВ, составило  $f_N = 60 \pm 3\%$ .

Область усредненного сечения в данном эксперименте лежала в интервале энергии нейтронов  $2-100$  кэВ. Резонансная структура, которая видна на рис. 2, не связана с тербием, а обусловлена конструкционными материалами /медь, алюминий/, находившимися в пучке.

Малая величина измеряемого эффекта пропускания в области усредненного сечения потребовала учета аппаратурной асимметрии, заключавшейся в том, что при повороте магнита из-за изменения геометрии возникал

небольшой аппаратный эффект  $\epsilon_{ан}$ . По-видимому, он обусловлен неоднородностью пучка и протонной мишени. Контрольные эксперименты показали, что значение  $\epsilon_{ан}$  зависело от положения коллиматора, формирующего пучок нейтронов, и при его оптимальном положении составляло  $\sim 0,1\%$  при  $E > 10$  кэВ, увеличиваясь до  $1\%$  при  $20$  эВ.

Таким образом, измеряемый эффект пропускания есть  $\epsilon_{изм} = \epsilon + \epsilon_{ан}$ , где  $\epsilon$ , как и раньше, обозначает искомый спиновый эффект. Для отдельного определения каждого из компонентов были использованы измерения с положительной и отрицательной поляризацией протонной мишени, которые чередовались через сутки, как это было описано выше. Изменение знака протонной поляризации приводит к изменению знака аппаратного эффекта, если спиновый эффект по-прежнему определен, как в выражении /1/. Отсюда легко найти каждое из значений  $\epsilon$  и  $\epsilon_{ан}$ .

Вся изучаемая область усредненного сечения была разбита на интервалы по  $3 \div 5$  кэВ между  $2$  и  $23$  кэВ, а выше был выделен один интервал  $23 \div 100$  кэВ. Полученные для каждого интервала значения  $\epsilon$  и  $\epsilon_{ан}$  приведены в табл. 2. Ошибки рассчитаны на основании статистики числа отсчетов в каждом интервале. Разность силовых функций  $S_+ - S_-$  определялась по формуле /2/ в предположении равенства  $R_+$  и  $R_-$ . Для тербия на энергетический интервал  $4$  кэВ приходится примерно по  $400$  резонансов каждого спина, и ошибка разности  $(S_+ - S_-)$ , обусловленная флуктуациями нейтронных ширин, заметно больше ошибки, связанной с точностью измерения  $\epsilon$ . Поэтому в табл. 2 приведены ошибки, связанные с этими флуктуациями. При этом использовалось значение  $\langle S \rangle = 1,6 \cdot 10^{-4}$ , полученное по резонансам в области энергии ниже  $100$  эВ. Для интервала  $23 - 100$  кэВ приведена ошибка, связанная с  $\epsilon$ , так как она является преобладающей.

### Обсуждение результатов

Измерение пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную мишень  $^{159}\text{Tb}$  в области разре-

Таблица 2  
Результаты измерений в усредненной области энергий

$E$ , кэВ	100 + 23	23 + 17	17 + 12	12 + 8,8	8,8 + 5,5	5,5 + 2,1
$t$ , канал	11 - 21	22 - 25	26 - 30	31 - 35	36 - 45	46 - 72
$\epsilon_{ан}$ , $10^{-3}$	$-1,3 \pm 0,2$	$-1,5 \pm 0,2$	$-1,1 \pm 0,2$	$+0,1 \pm 0,3$	$+1,0 \pm 0,3$	$+2,0 \pm 0,4$
$\epsilon$ , $10^{-3}$	$+0,3 \pm 0,2$	$-1,0 \pm 0,2$	$-1,2 \pm 0,2$	$-0,2 \pm 0,3$	$+1,0 \pm 0,3$	$+1,4 \pm 0,4$
$(S_+ - S_-)$ , $10^{-4}$	$-0,16 \pm 0,12$	$+0,25 \pm 0,15$	$+0,26 \pm 0,15$	$+0,04 \pm 0,19$	$-0,15 \pm 0,19$	$-0,14 \pm 0,19$



шенных резонансов позволило определить спины 66 резонансов с энергией до 310 эВ. Имевшиеся ранее данные о спинах ниже 100 эВ были получены в измерениях полных и парциальных сечений<sup>/15/</sup>, гамма-спектров при захвате нейтронов<sup>/16/</sup> и в измерениях с поляризованными нейтронами и ядрами<sup>/17/</sup> /три низковольтных резонанса/. Все они подтверждаются данными настоящей работы.

Определены спины нескольких слабых и плохо разрешенных уровней ниже 100 эВ, которые не были определены в указанных работах и нашем предварительном сообщении<sup>/14/</sup>. Данные о спинах резонансов с энергией больше 115 эВ получены впервые.

Прямое определение спинов позволило более надежно обосновать заключение работы<sup>/16/</sup> об отсутствии нестатистических эффектов при гамма-распаде нейтронных резонансов тербия в области энергии до 100 эВ. О наличии таких эффектов сообщалось в работе<sup>/7/</sup> на основании ограниченных и частично ошибочных данных о спинах резонансов тербия.

Вся совокупность спинов резонансов была использована для оценки значений  $S_+$  и  $S_-$  в области энергии до 310 эВ. На рис. 4 представлены нарастающие суммы приведенных нейтронных ширин  $\Gamma_n^0$ . Имея в виду, что  $S = \Sigma \Gamma_n^0 / \Delta E$ , из графика можно непосредственно получить оценку  $S$  по любому интервалу. Эти результаты являются хорошей иллюстрацией к выводу, что нужно осторожно относиться к утверждению о различии силовых функций для двух спиновых состояний. Действительно, на участке до 90 эВ силовые функции  $S_+$  и  $S_-$  различаются примерно в 2,5 раза, а расширение энергетического интервала показывает, что это следствие локальной флюктуации нейтронных ширин.

Значительно точнее отличие в силовых функциях двух спиновых состояний может быть оценено, как это отмечалось выше, из усредненных по килоэлектронвольтовой области данных о пропускании поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень. Как видно из табл. 2, экспериментальная точность определения эффекта пропускания  $\epsilon$  достаточно высока, чтобы не влиять на оценку  $(S_+ - S_-)$  на отдельных интервалах,

где точность обусловлена статистикой нейтронных ширин. Исключение составляет интервал 23 - 100 кэВ, где ошибка в основном определяется неточностью экспериментальной величины  $\epsilon$ . Как показывает сравнение двух последних строк табл. 2, расхождение величин  $\epsilon$  в разных интервалах заметно превышает экспериментальную ошибку, но укладывается в рамки флюктуаций, связанных с распределением нейтронных ширин. Тем не менее некоторый систематический ход с энергией для  $(S_+ - S_-)$ , по-видимому, существует. Принимая в качестве среднего значения силовой функции  $\langle S \rangle = 1,6 \cdot 10^{-4}$ , можно заключить, что в интервале 2 - 100 кэВ структура в разности силовых функций, если и имеет место, то не превышает по величине отклонения от среднего /10÷15/%. Среднее значение по всему интервалу 2 - 100 кэВ

$$\frac{\langle (S_+ - S_-) \rangle}{\langle S \rangle} \leq 0,05.$$

Полученный результат является в настоящее время наиболее точной оценкой спинового эффекта в  $s$ -волновой силовой функции.

В заключение считаем своим долгом поблагодарить И.М.Франка, В.И.Лущикова, А.Б.Попова и Г.П.Жукова за интерес к работе и полезные обсуждения и Т.С.Афанасьеву, Б.И.Аполлонову, Б.А.Родионову за помощь в проведении эксперимента.

#### Литература

1. С.М. Newstead, J.P. Delaroche, B. Cauvin. Conf. on Nucl. Str. Study with Neutrons. Contributions, p. 144, Budapest /1972/.
2. Х. Малецки и др. ЯФ, 11, вып. 1, 111 /1970/.
3. Э.Н. Каржавина и др. Сообщение ОИЯИ, РЗ-8511, Дубна, 1975.

4. Л.Б.Пикельнер. ЭЧАЯ, т. 2, вып. 4, 919 /1972/.
5. F.L.Shapiro. Nucl. Str. Study with Neutrons. Amsterdam, p. 223 /1966/;  
В.П.Алфименков и др. ЯФ, 3, вып. 1, 55 /1966/.
6. F.Fisher et al. Nucl.Phys., A130,609 /1969/.
7. A.P.Jain et al. Nucl.Phys., A223, 509 /1974/.
8. В.В.Голиков и др. Сообщение ОИЯИ, 3-5736, Дубна, 1971.
9. В.П.Алфименков и др. Препринт ОИЯИ, 13-9396, Дубна, 1975.
10. В.П.Алфименков, О.Н.Овчинников. Препринт ОИЯИ, Р8-9168, Дубна, 1975.
11. Х.Малецки, Л.Б.Пикельнер и др. Сообщение ОИЯИ, 13-6609, Дубна, 1972.
12. В.А.Вагов и др. Препринт ОИЯИ, Д13-7616, Дубна, 1974, стр. 358.
13. В.А.Владимиров и др. Препринт ОИЯИ, Д10-7707, Дубна, 1974, стр. 496.
14. В.П.Алфименков, А.И.Иваненко и др. Препринт ОИЯИ, Р3-8599, Дубна, 1975.
15. Ван Най-янь и др. ЖЭТФ, 47, 43 /1964/.
16. P.Ribon, R.E.Chrien, G.W.Cole. BAPS, 18, 1402 /1973/.
17. H.Postma et al. Physica, 30, 713 /1964/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 июня 1976 года.