

## ***P*-ЧЕТНЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В РЕЗОНАНСНЫХ ( $n, \gamma$ ) -РЕАКЦИЯХ**

***В. Р. Ской, Э. И. Шарпов***

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены теоретические и экспериментальные работы последнего времени по угловым и поляризационным корреляциям в дифференциальных сечениях радиационного захвата нейтронов с испусканием  $\gamma$ -квантов прямого перехода. Обсуждение сосредоточено на проблеме получения полной спектроскопической информации о  $p$ -волновых нейтронных резонансах, включая параметр смешивания входных каналов.

The recent theoretical and experimental works on angular and polarization correlations in the differential cross sections of neutron radiation capture with the emission of the direct  $\gamma$ -quanta are considered. The discussions is concentrated on the problem of full spectroscopic information on the  $p$ -wave resonance parameters, the mixing ratio of entrance channels including.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Изучение угловых и поляризационных корреляций в реакциях радиационного захвата частиц имеет общую историю с проблемой угловых распределений ядерных реакций. Участие в реакции нескольких угловых моментов с соответствующими магнитными проекциями обуславливало исходную сложность задачи. Но было и обнадеживающее обстоятельство, основанное на естественной связи углового момента и четности ядерных состояний с их свойствами симметрии при операциях пространственных отражений и вращений и операции обращения времени. В работе по теории атомных спектров Вигнер [1] впервые учел эту связь и с помощью теории групп вывел выражения для коэффициентов векторного сложения моментов. Работами Рака начала 40-х годов [2, 3] были заложены основы алгебраической теории функций преобразования и неприводимых тензорных операторов, введенных для описания свойств угловых моментов.

Первые экспериментальные результаты по угловым распределениям были получены в конце 40-х годов. И уже в начале 50-х годов появились основополагающие работы Фано [4], Коёстера и Джауха [5], которые ввели в обиход матрицу плотности спиновых состояний и тензорный формализм. Задача суммирования по магнитным

квантовым числам была решена элегантными методами, которые не требовали, как ранее, громоздких вычислений. Последующие работы Биденхарна и Роуза [6], Саймона [7], М. И. Широкова [8], Хьюби [9] и Гольдфарба [10] завершили создание аппарата описания угловых корреляций в  $(n, \gamma)$ - и  $(p, \gamma)$ -реакциях, который принято называть стандартной теорией. Не упоминая многие другие работы, обратим внимание на ту часть широко известной книги А. М. Балдина, В. И. Гольданского и И. Л. Розенталя [11], которая посвящена вопросам поляризации и ядерным реакциям с участием фотонов. Тем, кто интересуется более поздними теоретическими и экспериментальными результатами, рекомендуем монографии Фергюсона [12] и Гилла [13] по угловым корреляциям в  $\gamma$ -спектроскопии.

Основной целью экспериментальных работ в этой области было и остается по сей день получение спектрометрической информации об уровнях ядер, а также исследование механизмов конкретных ядерных реакций. Отдельным, самостоятельным направлением стало изучение угловых распределений  $\gamma$ -квантов радиационного захвата тепловых поляризованных нейтронов. Именно в этой области Ю. Г. Абовым, П. А. Крупчицким и Ю. А. Оратовским было открыто нарушение пространственной четности в ядерных взаимодействиях [14]. Экспериментальные эффекты таких, названных  $P$ -нечетными, корреляций оказались малыми — порядка  $10^{-4}$ , но вполне измеримыми. Обзор последующих публикаций по этому вопросу дан в [15].

В последние годы появился новый интерес к задаче угловых корреляций, особенно к спектрометрии  $\gamma$ -квантов из  $p$ -волновых нейтронных резонансов. Он связан с экспериментальным обнаружением в них усиления эффектов несохранения пространственной четности [16]. Измерены эффекты продольной асимметрии полных сечений, достигающие 10 % [17—20]. Для таких резонансов предлагаются эксперименты по поиску нарушения временной обратимости ядерных реакций [21].

В настоящее время возможности теоретической интерпретации подобных экспериментов ограничены отсутствием информации о спинах, ширинах и параметрах смешивания изучаемых  $p$ -волновых резонансов. Угловые корреляции и, в частности,  $P$ -четные эффекты в них предоставляют возможность получения подобной информации. Ниже мы дадим обзор последних теоретических работ, посвященных  $P$ -четным эффектам в дифференциальных сечениях резонансных  $(n, \gamma)$ - и  $(p, \gamma)$ -реакций. Первые экспериментальные результаты в этой области были получены для  $(p, \gamma)$ -реакций, и мы анализируем их на нескольких примерах.  $P$ -четные угловые корреляции в  $p$ -волновых нейтронных резонансах изучались до последнего времени только в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Ниже будет описана методика этих измерений и представлены немногочисленные пока результаты для мишеней  $^{117}\text{Sn}$  и  $^{113}\text{Cd}$ . Они не получили пока согласованного теоретического объяснения в рамках стандартной резонансной модели. Поэтому заключительная

часть обзора посвящена обсуждению дополнительных экспериментов с поляризованными нейтронами и ядрами, которые необходимы для постановки «полного» опыта, позволяющего провести анализ без привлечения динамической модели реакции.

## 1. ПАРАМЕТРЫ ИЗОЛИРОВАННОГО $p$ -РЕЗОНАНСА СМЕСЬ КАНАЛОВ

Типичная картина дифференциального сечения радиационного захвата нейтронов с испусканием  $\gamma$ -кванта прямого перехода представлена на рис. 1 для низкоэнергетического  $p$ -волнового резонанса

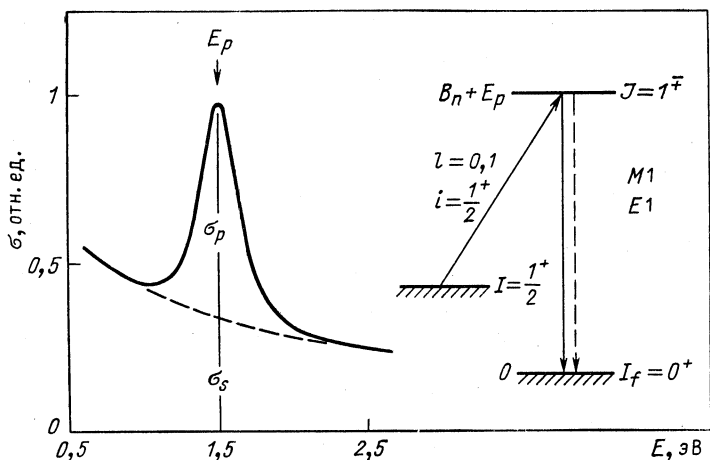


Рис. 1. Типичная энергетическая зависимость дифференциального сечения радиационного захвата нейтронов вблизи  $p$ -волнового резонанса

с энергией  $E_p$ . Стандартные параметры, характеризующие резонанс, — это его энергия  $E_p$ , спин  $J$ , полная ширина  $\Gamma$ , полная нейтронная ширина  $\Gamma_n$  и парциальная радиационная ширина  $\Gamma_{\gamma i}$  для перехода с энергией  $E_{\gamma i}$ . Резонанс накладывается на плавную подложку  $s$ -волнового сечения, обусловленного соседним  $s$ -резонансом или прямым захватом нейтрона. Отношение сечения  $\sigma_p(\theta, E_p)/\sigma_s(\theta, E_p)$ , взятое при энергии  $E = E_p$ , является естественным экспериментальным параметром, характеризующим захват нейтрона в состояниях с орбитальными моментами  $l = 1$  и  $l = 0$ .

Во входном канале реакции участвуют три угловых момента: орбитальный момент частицы  $l$ , ее спин  $i$  и спин ядра  $I$ . Общепринятыми стали две схемы сложения моментов: представление полного углового момента частицы  $j$  и представление спина канала  $s$ . Однако разные авторы используют различный порядок расположения векторов в каждой из этих схем. Мы воспользуемся порядком, показанным на рис. 1. В  $j$ -представлении волновая функция углового

момента  $J$  будет иметь вид  $|(li) j, I; J\rangle$ , который соответствует тому, что орбитальный момент  $l$  стоит первым в сумме  $l + i = j$  и  $j$  стоит первым в сумме  $j + I = J$ . В этом представлении  $p$ -резонанс характеризуется нейтронными ширинами  $\Gamma_{n1/2}$  и  $\Gamma_{n3/2}$ , так что полная ширина есть  $\Gamma_p = \Gamma_{n1/2} + \Gamma_{n3/2}$ . Эта же схема сложения справедлива и для  $\gamma$ -кванта, если формально ввести его «орбитальный» угловой момент  $l_\gamma$ , складывающийся со спином фотона  $1$  в полный угловой момент, обозначаемый обычно не  $j$ , а  $L: l_\gamma + 1 = L$  и  $L + I_f = J$ , где  $L$  — мультипольность кванта, а  $I_f$  — спин конечного уровня ядра-продукта.

В  $s$ -представлении волновую функцию углового момента  $J$  мы будем записывать как  $|l, (iI) s; J\rangle$ , что соответствует сложению орбитального момента  $l$  со спином канала  $s$ , который, в свою очередь, есть сумма  $i + I = s$ . Соответственно появятся две нейтронные ширины  $\Gamma_{ns1}$  и  $\Gamma_{ns2}$ . Например, в случае ядра-мишени с  $I = 1/2$  это будут ширины  $\Gamma_{n0}$  и  $\Gamma_{n1}$ . Формула перехода от одного представления к другому в нашем случае будет иметь вид

$$|l, (iI) s; J\rangle = \sum_j \hat{j} \hat{s} \hat{W}(liJI; js) |(li) j, I; J\rangle. \quad (1)$$

Эта формула преобразования получена Рака в [3]. Коэффициенты Рака  $\hat{W}(liJI; js)$ , входящие в нее, табулированы во многих работах, но могут быть представлены и в аналитической форме [11]. При изменении порядка суммирования векторов угловых моментов для выбранной схемы связи выражение (1) меняется, приобретая дополнительную фазу и иной порядок следования векторов в аргументе функции Рака. Так,  $j$ -представление угловых моментов, связанных в виде  $|I, (li)j; J\rangle$ , преобразуется к  $s$ -представлению  $|(Ii)s, l; J\rangle$  по формуле

$$|(Ii)s, l; J\rangle = \sum_j (-1)^{l+i-j} \hat{j} \hat{s} \hat{W}(IiJl; sj) |I, (li)j; J\rangle, \quad (2)$$

приведенной в [10] со ссылкой на работу Сэчлера.

Физическими величинами, подлежащими преобразованиям в теоретических формулах, обычно являются амплитуды нейтронных ширин, т. е. квадратные корни из соответствующих ширин:  $\Gamma_{nj}^{1/2}$  и  $\Gamma_{ns}^{1/2}$ . В последнее время к ним возник особый интерес, который связан с упоминавшимся обнаружением нарушения пространственной четности в  $p$ -волновых резонансах некоторых ядер. В экспериментах с продольно-поляризованными нейтронами было обнаружено наличие псевдоскалярного члена в полном сечении:

$$\sigma^\pm = \sigma_0 (1 \pm P s_n \mathbf{k}_n), \quad (3)$$

где  $\sigma_0(E, E_p)$  —  $p$ -резонансное сечение для неполяризованного пучка; знаки « $\pm$ » соответствуют двум противоположным проекциям спина нейтрона  $s$  на направления импульса  $\mathbf{k}_n$ . Спиральная асиммет-

рия  $P$  определяется через параметры резонанса в виде (см., например, [17]):

$$P(E) = \frac{2H_{ps}x_{1/2}}{E - E_s} \left( \frac{\Gamma_n^s}{\Gamma_n^p} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$x_{1/2} = \frac{(\Gamma_{n1/2})^{1/2}}{(\Gamma_{n1/2} + \Gamma_{n3/2})^{1/2}},$$

где  $H_{ps}$  — исследуемый матричный элемент слабого взаимодействия между данными  $p$ - и  $s$ -резонансами;  $x \equiv x_{1/2}$  — параметр смеси каналов (в дальнейшем мы также будем использовать параметр  $x_{3/2} \equiv y$ );  $E_s$  и  $\Gamma_n^s$  — энергия и нейтронная ширина  $s$ -резонанса. Таким образом недостаточно измерить только величину  $P$ , необходимо знать все параметры формулы (4), включая амплитуду нейтронной ширины  $(\Gamma_{n1/2})^{1/2}$  или параметр смеси  $x_{1/2}$ . Резонансы с малым значением этого параметра, очевидно, не вызовут заметного эффекта нарушения четности даже при большом значении матричного элемента  $H_{ps}$ .

Упомянутый во введении эффект  $P$ -нечетной асимметрии испускания  $\gamma$ -квантов по направлению спина нейтрона и против него также требует дополнительной спектрометрической информации. Он описывается выражением, аналогичным формуле (2) с заменой  $P$  и  $\mathbf{k}_n$  на  $P_\gamma$  и  $\mathbf{k}_\gamma$ . В этом случае величина  $P$ -нечетной асимметрии  $P_\gamma$  имеет вид [см., например, (15)]:

$$P_\gamma(E) = \frac{2H_{ps}}{E_p} \left( \frac{\Gamma_{\gamma i}^p}{\Gamma_{\gamma i}^s} \right)^{1/2} A(I, J, I_f), \quad (5)$$

где  $A(I, J, I_f)$  — известный спиновый коэффициент, а амплитуды парциальных  $\gamma$ -ширин  $(\Gamma_{\gamma i}^p)^{1/2}$  и  $(\Gamma_{\gamma i}^s)^{1/2}$  и спин уровня  $J$  подлежат дополнительному экспериментальному определению.

Приведенные примеры, не исчерпывая всех потребностей в спектрометрической информации о резонансах, демонстрируют необходимость ее получения для развития актуальных направлений фундаментальных исследований.

В настоящее время этой информации явно не хватает, что отрицательно сказывается как на интерпретации  $P$ -нечетных эффектов, так и на планировании экспериментов. Имеющиеся весьма ограниченные данные об амплитудах ширин и смеси каналов реакции получены из угловых распределений упругого рассеяния протонов [22, 23], нейтронов [24] и, в очень редких случаях,  $\gamma$ -квантов [25]. Для очень слабых низкоэнергетических нейтронных  $p$ -резонансов ядер с  $A > 100$  эта информация отсутствует. Как нам представляется, единственно реальный, хотя и очень трудоемкий метод ее получения — это изучение  $P$ -четных асимметрий в  $(n, \gamma)$ -реакциях в окрестности  $p$ -резонанса.

## 2. ТЕОРИЯ P-ЧЕТНЫХ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Используя представление полного момента нейтрона (см. разд. 1) и следуя работе [26], запишем дифференциальное сечение радиационного захвата нейтронов или протонов  $\sigma(\theta, \varphi)$  в виде традиционного разложения по полиномам Лежандра:

$$\sigma(\theta, \varphi) = \frac{\lambda^2}{4} \left[ a_0 + \sum_{k \neq 0} (a_k P_k(\cos \theta) + b_k P_y P_k^i(\theta, \varphi)) \right]. \quad (6)$$

Здесь ось  $z$  лежит в плоскости реакции и направлена вдоль пучка;  $\theta$  — угол между направлениями импульсов частицы  $\mathbf{k}_n$  и  $\gamma$ -кванта  $\mathbf{k}_\gamma$ ;  $\varphi$  — азимутальный угол, который отсчитывается от оси  $x$ , лежащей в плоскости реакции;  $P_y$  — проекция вектора поляризации падающей частицы на ось  $y$ , которая перпендикулярна плоскости реакции;  $P_k(\cos \theta)$  — полином Лежандра; например:

$$P_1(\cos \theta) = \cos \theta; \quad P_2(\cos \theta) = (1/2)(3 \cos^2 \theta - 1).$$

Наконец  $P_k^i(\theta, \varphi)$  — присоединенный полином Лежандра, в частности:

$$P_1^i(\theta, \varphi) = \cos \theta \sin \varphi.$$

Коэффициенты разложения  $a_k$  и  $b_k$  являются функциями приведенных матричных элементов (амплитуд) реакции, имеющих в выбранном нами представлении вид

$$R \equiv \langle p L I_f^\pi J^\pi | |R| | i j I^\pi J^\pi \rangle. \quad (7)$$

Через эти амплитуды коэффициенты  $a_k, b_k$  зависят от энергии нейтронов, параметров резонанса и смеси каналов.

Для упрощения записи в случае захвата из  $s$ - и  $p$ -волн с испусканием  $\gamma$ -квантов мультипольностей  $M1$  и  $E1$  будем использовать более простые обозначения амплитуд, например:

$$S = \left\langle M10^+1^+ | |R| | 0 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1^+}{2} 1^+ \right\rangle;$$

$$P_{1/2} = \left\langle E10^+1^- | |R| | 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1^+}{2} 1^- \right\rangle;$$

$$P_{3/2} = \left\langle E10^+1^- | |R| | 1 \frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{1^+}{2} 1^- \right\rangle; \quad |P|^2 = |P_{1/2}|^2 + |P_{3/2}|^2.$$

Аналитические выражения для коэффициентов  $a_k$  и  $b_k$  получены в виде [26]:

$$\begin{aligned} a_k = \sum_{l'l'} (-1)^{I-I_f+1-1/2+k+j-j'} \hat{I}^{-i} \hat{i}^{-1} \hat{j} \hat{j} \hat{l} \hat{l}' \hat{L} \hat{L}' \hat{J}^2 \hat{J}^{2'} (l0, l'0|k0) \times \\ \times \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} (-1)^{k+L+p+L'+p'} \right] W(lj l' j'; \frac{1}{2} k) (L1, L'-1|k0) \times \\ \times W(jj j' J'; Ik) W(LJ L' J'; I_f k) \text{Re}(RR'^*); \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned}
 b_k &= \frac{\sqrt{6} \hat{k}}{\sqrt{k(k+1)}} = \sum_{tt'} (-1)^{I-I_j+l'-j'} \hat{I}^{-1} \hat{i}^{-1} \hat{j} \hat{j}' \hat{l} \hat{l}' \hat{L} \hat{L}' \hat{J} \hat{J}' \times \\
 &\times (l0, l'0|k0) \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} (-1)^{k+L+p+L'+p'} \right] (L1, L'-1|k0) \times \\
 &\times W(jJj'J'; Ik) W(LJL'J'; I_j k) X \left( l \frac{1}{2} j; l' \frac{1}{2} j'; k1k \right) \text{Im}(RR^*), \quad (9)
 \end{aligned}$$

где  $tt'$  означает суммирование по всем символам, встречающимся дважды: со штрихом и без штриха. В этих формулах использованы стандартные обозначения для коэффициентов Клебша — Гордона в виде круглых скобок:  $(L1, L'-1|k0)$ , для  $9j$ -символа — в виде  $X(\dots)$  и для  $(2k+1)^{1/2}$  — в виде  $\hat{k}$ . В численных расчетах можно использовать табличные значения для  $9j$ -символов и коэффициентов Рака, приведенные, например в [11].

Рассмотрим для примера реакцию захвата нейтрона ядром со спином  $1/2^+$  в состоянии с  $J=1$ , приводящую к основному состоянию ядра продукта с  $I_j^n = 0^+$  (см. рис. 1). В формуле (6) остаются лишь коэффициенты  $a_0, a_1, a_2$  и  $b_1$ . Все выражения приобретают более простой вид:

$$\sigma(\theta, \varphi) = \frac{\hat{k}^2}{4} [a_0 + a_1 \cos \theta + P b_1 \sin \theta \cos \varphi + a_2 P_2(\cos \theta)]; \quad (10)$$

$$a_0 = \frac{3}{4} (|S|^2 + |P_{1/2}|^2 + |P_{3/2}|^2); \quad (10a)$$

$$a_1 = \frac{3}{4} \text{Re}(-2SP_{1/2}^* - \sqrt{2} SP_{3/2}^*); \quad (10б)$$

$$b_1 = \frac{3}{4} \text{Im} \left( 2SP_{1/2}^* - \frac{1}{\sqrt{2}} SP_{3/2}^* \right); \quad (10в)$$

$$a_2 = \frac{3}{4} \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} (P_{1/2} P_{3/2}^* + P_{1/2}^* P_{3/2}) - \frac{1}{2} |P_{3/2}|^2 \right]. \quad (10г)$$

Общий множитель  $3/4$  — значение статистического фактора  $g = (2J+1)/(2i+1)(2I+1)$ . Запись амплитуды реакции в виде (7) хотя и означает определенную параметризацию, не связана с физической моделью процесса. Поэтому формулы (10) справедливы для любой реакции, ограниченной принятыми в нашем примере допущениями, а именно:  $l=0$  или  $j=1, J=1$ .

Рассмотрим далее в пределах этих допущений случай, когда только  $p$ -волновая амплитуда реакции  $P_j$  имеет резонансный характер, т. е. описывается формулой Брейта — Вигнера:

$$P_j = B x_j P(E); \quad B = [\Gamma_n(E_0) \Gamma_{\gamma i}]^{1/2} / (\Gamma/2); \quad j = 1/2, 3/2; \quad (11a)$$

$$P(E) = \frac{(E/E_0)^{3/4}}{(E-E_0)/(\Gamma/2) + i}. \quad (11б)$$

В свою очередь,  $s$ -волновая амплитуда  $S$  имеет стандартную энергетическую зависимость:

$$S = S(E_0) (E/E_0)^{-1/4}. \quad (11в)$$

Выражения (10) легко адаптируются к этому случаю. Полезнее, однако, обратиться к работе [27], также выполненной в  $j$ -представлении и посвященной поляризационным корреляциям в окрестности  $p$ -резонанса. Для рассмотренного конкретного примера в ней выведены следующие формулы:

$$\sigma(\mathbf{k}_\nu \mathbf{k}_n) = A_0 + A_1(\mathbf{k}_\nu \mathbf{k}_n) + B_1 \sigma[\mathbf{k}_\nu \mathbf{k}_n] + A_2 [(\mathbf{k}_\nu \mathbf{k}_n)^2 - 1/3]; \quad (12)$$

$$A_0 = |u_s|^2 + |u_p|^2; \quad (12а)$$

$$A_1 = (-2x + \sqrt{2}y) \operatorname{Re}(u_s u_p^*); \quad (12б)$$

$$B_1 = \left(2x + \frac{1}{\sqrt{2}}y\right) \operatorname{Im}(u_s u_p^*); \quad (12в)$$

$$A_2 = -3 \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{4}y^2\right) |u_p|^2, \quad (12г)$$

где  $u_s$  — амплитуда  $s$ -волнового захвата;  $u_p$  —  $p$ -волновая амплитуда, повторяющая с точностью до постоянного множителя выражение (11б);  $x \equiv x_{1/2}$  и  $y \equiv y_{3/2}$  — введенные в разд. 1 относительные амплитуды нейтронных ширин по каналам  $j = 1/2$  и  $j = 3/2$  соответственно.

Видно, что формулы (10) и (12) различаются знаком перед амплитудой  $P_{3/2}$ . Это объясняется обратным порядком сложения моментов  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{I}$ : использование угловой функции  $|I, (l+i)j; J\rangle$  [27] вместо  $|l+i, j, I; J\rangle$  при  $I = 1/2, J = 1$  меняет (из-за свойств симметрии коэффициентов Клебша — Гордана) знак в состояниях с  $j = 3/2$ , но не с  $j = 1/2$ .

Сохраняя для определенности фазовые соотношения из [27], но используя введенные нами обозначения для амплитуд, получаем выражения для  $P$ -четных эффектов в виде, удобном для сравнения с экспериментом. Эффект лево-правой асимметрии для  $\theta = 90^\circ$  описывается соотношением

$$\epsilon^{л-п}(90^\circ) = \frac{\sigma(\pi/2, 0) - \sigma(\pi/2, \pi)}{P_y [\sigma(\pi/2, 0) + \sigma(\pi/2, \pi)]} = \frac{b_1}{a_0 - a_2/2}. \quad (13)$$

Эффект асимметрии вперед-назад на неполяризованном пучке выражается следующим образом:

$$\epsilon^{в-н}(\theta) = \frac{\sigma(\theta) - \sigma(\pi - \theta)}{\sigma(\theta) + \sigma(\pi - \theta)} = \frac{a_1 \cos \theta}{a_0 + a_2 P_2(\cos \theta)}. \quad (14)$$

Иногда измеряют также угловую анизотропию  $p$ -компоненты сечения, определенную выражением

$$\epsilon^a(\theta) = \frac{2\sigma(90^\circ)}{\sigma(\theta) + \sigma(\pi - \theta)} = \frac{a_{0p} - a_2/2}{a_{0p} + (1/2)a_2(3\cos^2\theta - 1)}. \quad (15)$$



Подставив соответствующие выражения для коэффициентов разложения, получим, например, для эффекта вперед-назад:

$$\sigma^{в-н}(\theta) = \frac{(-2x + 2^{1/2}y) BS_0(E/E_0)(E - E_0)}{S^2 [1 + \bar{\sigma}_p(\theta, E)/\sigma_s(\theta)] [4(E - E_0)/\Gamma^2 + 1] (\Gamma/2)}, \quad (16)$$

где введено обозначение:

$$\bar{\sigma}_p(\theta, E) = P^2(E) \left[ 1 - \left( \frac{1}{\sqrt{2}} xy + \frac{y^2}{4} \right) P_2(\cos \theta) \right]. \quad (17)$$

В экспериментальном плане сечение  $\bar{\sigma}_p(\theta, E)$  есть среднее для углов  $\theta$  и  $180^\circ - \theta$ . В него не входит параметр асимметрии  $a_1$ . Энергетическая зависимость сечения определяется резонансным знаменателем

$$\bar{\sigma}_p(\theta, E) = \bar{\sigma}_p(\theta, E_0) [4(E - E_0)^2/\Gamma^2 + 1]^{-1}. \quad (18)$$

Вводя в выражение (18) экспериментальный параметр отношения сечений в максимуме резонанса

$$t_\theta^2(E_0) = \sigma_p(\theta, E_0)/\sigma_s(\theta, E_0) \quad (19)$$

и подставляя (18) в (16), получаем:

$$\sigma^{в-н} = \frac{(-2x + 2^{1/2}y) (B/S_0) \cos \theta (E/E_0)^{1/2} (E - E_0)/(\Gamma/2)}{4(E - E_0)^2/\Gamma^2 + 1 + t_\theta^2 E/E_0}. \quad (20)$$

Остается связать коэффициент  $B/S_0$  с параметром  $t_\theta^2$ . Для этого определим его теоретическое выражение, пользуясь формулами (17) и (11) (последней при  $E = E_p$ , помня, что  $P_{3/2}^2 + P_{1/2}^2 = P^2$ ):

$$t^2 = (B/S_0)^2 [1 - (xy/2^{1/2} + (y^2/4)P_2(\cos \theta))]. \quad (21)$$

Поставляя получаемую отсюда величину  $B/S_0$  в (20), приходим к окончательному выражению ( $\Delta E = E - E_0$ ):

$$\sigma^{в-н} = \frac{(-x + y/2^{1/2}) 4t_\theta \cos \theta (E/E_0)^{1/2} (E - E_0)/\Gamma}{[1 - P_2(\cos \theta) (xy/2^{1/2} + y^2/4)]^{1/2} [4\Delta E^2/\Gamma^2 + 1 + t_\theta^2 E/E_0]}. \quad (22)$$

Поступив аналогичным образом для эффекта лево-правой асимметрии, выразим его в виде

$$\sigma^{л-п} = \frac{(x + y/2^{3/2}) 2t_{\theta 0} (E/E_0)^{1/2}}{(1 + xy/2^{1/2} + y^2/4)^{1/2} [4\Delta E^2/\Gamma^2 + 1 + t_{\theta 0}^2 E/E_0]}. \quad (23)$$

Параметр  $t_\theta$  как квадратный корень из величины, определенной формулой (19), берется в последних уравнениях с одним знаком. Это — параметр интерференции  $s$ - и  $p$ -волновых амплитуд, определяемый экспериментально. Однако главная цель измерений — получение величин  $x = (\Gamma_{n1/2}/\Gamma_n)^{1/2}$  и  $y = (\Gamma_{n3/2}/\Gamma_n)^{1/2}$ . Для этого полезны измерения анизотропии  $p$ -волновой части сечения. Она определяется соотношениями (15), (10а), (10г) и связана с параметрами  $x$ ,  $y$

уравнением

$$\varepsilon^a(\theta) = \frac{1 + xy/2^{1/2} + y^2/4}{1 - P_2(\cos \theta)(y^2 + xy \cdot 2^{3/2})/2}, \quad (24)$$

$$x^2 + y^2 = 1. \quad (25)$$

До сих пор мы использовали результаты расчетов, выполненных в представлении полного момента нейтрона. Иногда измерения угловых распределений удобно анализировать в представлении спина канала. Прежде всего это касается сечений для неполяризованных нейтронов, когда вклады спиновых каналов некогерентны. Конечно, используя формулы (1), (2) и аналогичные им, можно перейти от одного представления к другому. Для нашего примера соответствующие формулы имеют вид:

$$\begin{aligned} x_1 &= (2/3)^{1/2} x_{1/2} + (1/3)^{1/2} x_{3/2}; \\ x_0 &= -(1/3)^{1/2} x_{1/2} + (2/3)^{1/2} x_{3/2}. \end{aligned} \quad (26)$$

Известны теоретические работы, например, [28—30], посвященные специально данной проблеме и выполненные непосредственно в представлении спина канала.

Для мишеней со спином  $I = 1/2$  нейтронные ширины  $p$ -резонансов являются суммой ширин  $\Gamma_{ns}$ :  $\Gamma = \sum_s \Gamma_{ns}$ , где индекс спина канала имеет два значения:  $s = 0; 1$ . Соответствующие параметры смеси каналов определяются как

$$x_1 = (\Gamma_{n1}/\Gamma_n)^{1/2}, \quad x_0 = (\Gamma_{n0}/\Gamma_n)^{1/2}.$$

В [28] выведена общая аналитическая формула углового распределения  $\gamma$ -квантов в реакции захвата поляризованного нейтрона. Авторы работали в представлении спина канала при следующей связи моментов:  $(I + i)s + l = J$ . Угловое распределение получили в виде разложения по сферическим гармоникам  $Y_{kn}(\theta, \varphi)$ :

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, \varphi) &= \frac{\lambda^2}{4} \sum_{tt'} (-1)^{I+I_f+l'+L'+t+k-1-s'-L-J'-i} \hat{g} \hat{t} \hat{s} \hat{s}' \hat{J}^2 \hat{J}'^2 \hat{l} \hat{l}' \hat{L} \hat{L}' \times \\ &\times \hat{I}^{-2} \hat{k}^{-1} (t\tau g 0 | kn)(l0, l'0 | g0)(L1, L' - 1 | k0) W(sis'i; It) \times \\ &\times W(JLJ'L'; I_f k) X(slJ; s'l'J'; t g k) Y_{kn}(\theta, \varphi) \rho_{t\tau} \sqrt{4\pi} \times \\ &\times \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} (-1)^{L+p+L'+p'-k} \right] \langle pL | |R| |sLJ \rangle \langle p'L' | |R| |s'l'J' \rangle^*. \end{aligned} \quad (27)$$

Новой величиной по сравнению с формулами (8) и (9) является поляризационный статистический тензор  $\rho_{t\tau}$ . Для пучка, поляризованного по оси  $y$ , имеются две компоненты:  $\rho_{11} = \rho_{-1-1} = i\rho_y$ , для неполяризованного пучка одна:  $\rho_{00} = 1/\sqrt{2}$ . Кроме того, четность

электромагнитного перехода определяется по-другому:  $p = 0$  для электрических и  $p = 1$  для магнитных переходов. Запись в виде (27) автоматически приводит к действительным величинам как результатам расчета. Кажущаяся сложность формулы (27) является следствием более общего подхода к задаче. Такая же ситуация возникает при использовании выражений из работы [29], выведенных в представлении спина канала для углового распределения  $\gamma$ -квантов в резонансных реакциях при произвольной поляризации во входном канале.

Тем, кто использует представление спина канала и желает иметь почти готовые к употреблению формулы, можно рекомендовать таблицы Карра и Баглина [31] для неполяризованных частиц, а также Лажевского и Холта [32] — для поляризованных. Эти авторы представили выражение для дифференциального сечения в виде разложения по полиномам Лежандра, например, согласно [32]:

$$\sigma(\theta) = \frac{\lambda^2}{4} \hat{i}^{-2} \hat{I}^{-2} \sum_{\nu} \left[ \sum_{it'} c_{it'}(\nu) \operatorname{Re}(R_t^* R_{t'}) \right] P_{\nu}(\cos \theta) \quad (28)$$

и протабулировали значения коэффициентов  $c_{it'}(\nu)$  для многих наборов квантовых чисел частиц и мишеней. Воспользуемся этими таблицами, чтобы немного усложнить пример простейшей реакции, которая анализируется в этом разделе (см. рис. 1).

Предположим, что вместе с прежними ограничениями одного  $p$ -резонанса, одного спина  $J = 1$  и только дипольных  $\gamma$ -переходов допускается примесь  $d$ -волны ( $l = 2$ ) в подложку  $s$ -волнового «фонового» сечения. Ее амплитуду обозначим  $D_1$ , заметив, что в нашем примере  $d$ -волна может быть лишь в состоянии со спином канала  $s = 1$ . Коэффициенты формулы (10), записанные в  $s$ -представлении, имеют теперь большее число членов:

$$a_0 = \frac{3}{4} (|S_1|^2 + |P_0|^2 + |P_1|^2 + |D_1|^2); \quad (28a)$$

$$a_1 = \frac{3}{4} \operatorname{Re}(-\sqrt{6} S_1 P_1^* - \sqrt{3} D_1 P_1^*); \quad (28б)$$

$$b_1 = \frac{3}{4} \sqrt{6} \operatorname{Im} \left[ S_1 \left( \frac{P_1^*}{2} - \frac{P_0^*}{\sqrt{2}} \right) - D_1 \left( \frac{P_1^*}{\sqrt{2}} + \frac{P_0^*}{2} \right) \right]; \quad (28в)$$

$$a_2 = \frac{3}{4} \left[ \frac{1}{2} |P_1|^2 - |P_0|^2 - \frac{1}{2} |D_1|^2 + \sqrt{2} \operatorname{Re}(S_1^* D_1) \right]. \quad (28г)$$

Обратим внимание на интерференционный член  $S_1^* D_1$  в (28г). Он описывает анизотропию излучения  $\gamma$ -квантов в области энергий нейтронов вне  $p$ -резонанса. В формулы (28) заинтересованный читатель может ввести параметр смеси  $x_s$  ( $s = 0, 1$ ) для  $p$ -резонанса, т. е. привести их к форме (12), удобной для сравнения с экспериментом.

### 3. (P, γ)-РЕАКЦИЯ

Асимметрия испускания квантов вперед-назад была впервые обнаружена и затем изучена для ряда ядер методами протонной спектроскопии. В 1949 г. Дэвонс [33] дал пример сильного эффекта для γ-излучения с энергией  $E_{\gamma 0} = 17,6$  МэВ в области резонанса с энергией  $E_p = 440$  кэВ ( $\Gamma = 12$  кэВ) в реакции  ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ . Схема этой реакции почти полностью соответствует рис. 1. Различие состоит в значениях спина и четности ядра мишени, а именно  $I^\pi = 3/2^-$ , и соответственно в значениях спина канала:  $s = 1; 2$  и модах γ-распада: M1-переход в резонансе, E1 — вне его. Сразу же была

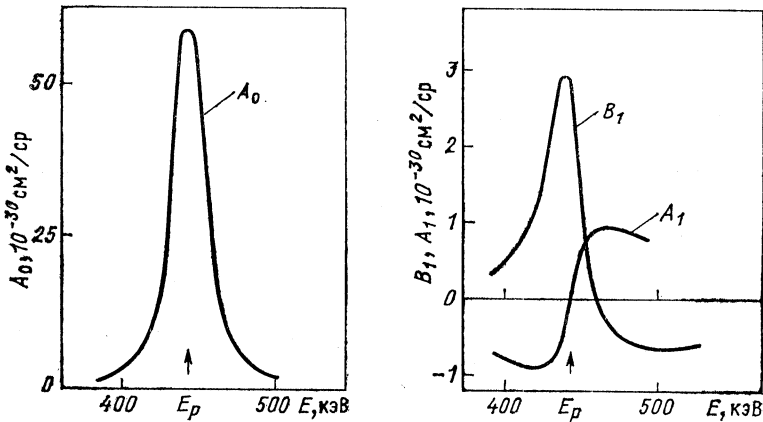


Рис. 2. Различные слагающие [см. формулу (12)] дифференциального сечения реакции  ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$  вблизи  $p$ -резонанса с энергией  $E_p = 440$  кэВ

дана правильная интерпретация эффекта как результата интерференции резонансной  $p$ -волновой и фоновой  $s$ -волновой амплитуд захвата протона с испусканием квантов противоположной четности. Пример вошел в монографии по ядерным реакциям.

В последующие годы измерения были неоднократно повторены, и на рис. 2 мы приводим результат из более поздней работы [34]. Лишь в 1977 г. были опубликованы результаты поляризационного эксперимента Ульбрихта, Арнольда и др. [35] для этой реакции (см. рис. 2) с совместным анализом всех экспериментальных данных. Эффект лево-правой асимметрии, как видно из рис. 2, не имеет стандартной резонансной формы, что указывает на сложную структуру фоновой амплитуды. Авторы [35] дали значения резонансных  $p$ -амплитуд  $P_1$  и  $P_2$  и их фазовые соотношения. По их мнению,  $s$ -волновая амплитуда тоже имеет резонанс с энергией, большей  $E_p$  на 60 кэВ. Однако, не проводя прямого сравнения с резонансной моделью, они не обратили внимания на нефизическое поведение полученной фазы амплитуды  $P_2$  при прохождении через

резонанс. В последующем анализе этих результатов Баркер и Фердоус [36] показали некорректности в знаках поляризационных членов в формулах работы [35]. Они привели аргументы в пользу противоположных знаков амплитуд  $P_1$  и  $P_2$ . С тех пор эксперименты и анализ не повторялись.

В последующие годы были обнаружены резонансные  $P$ -четные эффекты в  $(p, \gamma)$ -реакциях на мишенях  $^{12}\text{C}$  и  $^{13}\text{C}$ . В [37] оба эффекта измерены в области резонанса  $E_p = 14,23$  МэВ. Для четно-четного ядра мишени  $^{12}\text{C}$  возможен единственный спиновой канал. Параметры резонанса:  $\Gamma_p = 0,8$  кэВ,  $J^\pi = 3/2^-$  были известны ранее, что позволило изучить структуру фоновой амплитуды и установить, что в ней  $d$ -волна доминирует над  $s$ -волной, как и ожидалось из теории для области гигантского резонанса.

Результаты измерений в области другого узкого резонанса ядра  $^{12}\text{C}$  при энергии 1,7 МэВ приведены Брауном и другими в работе [38]. Здесь тоже обнаружены большие  $P$ -четные эффекты  $\epsilon^{p-n}$  и  $\epsilon^{l-p}$ . После соответствующего анализа сделан вывод о том, что эксперимент можно согласовать с теорией угловых корреляций лишь в том случае, если ввести в рассмотрение амплитуду нерезонансного прямого захвата из  $d$ -волны в состоянии  $D$  ( $3/2^+$ ).

Интересные предварительные результаты для  $\epsilon^{p-n}$  и  $\epsilon^{l-p}$  в реакции  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$  в области резонанса 3,15 МэВ сообщены Уэллером и др. [39]. Спин и четность ядра-мишени  $I = 1/2^-$ , спин и четность ядра-продукта  $I_f = 1^+$ , спин и четность  $M1$ -резонанса  $J^\pi = 2^+$ , энергия  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma 0} = 10,4$  МэВ. Таким образом, здесь участвует один спиновый канал  $s = 0$ , но возможны  $E1$  ( $M2$ )- и  $M1$  ( $E2$ )-смеси мультипольностей в выходном канале. После предварительного анализа всех экспериментов не удалось выбрать единственный набор амплитуд. Обращаем также внимание на результаты и методы анализа амплитуд  $(p, \gamma)$ -реакции, использовавшиеся в работе [40], которая посвящена изучению эффектов интерференции амплитуд в более высокой по энергии области гигантского резонанса.

Резюмируя материал этого раздела, мы можем констатировать, что экспериментальные работы по  $P$ -четным эффектам в области  $(p, \gamma)$ -спектроскопии пока немногочисленны. Единственная законченная работа, специально посвященная исследованию смеси входных каналов  $(p, \gamma)$ -реакции, не дала определенных результатов. В этой связи возрастает значение  $(n, \gamma)$ -экспериментов, описываемых ниже. Пока они выполнены единственной группой, и публикации не содержат деталей методики эксперимента. Попытаемся восполнить этот недостаток.

#### 4. $(n, \gamma)$ -РЕАКЦИЯ

**Основные соотношения.** Амплитуды нейтронных ширин  $\Gamma_{jn}^{1/2}$  в  $(n, \gamma)$ -реакциях можно определить из трех экспериментальных соотношений: лево-правой асимметрии  $\epsilon^{l-p}$  на пучке поляризованных нейтронов, асимметрии  $\epsilon^{p-n}$  выходов  $\gamma$ -квантов вперед

и назад относительно направления неполяризованных нейтронов и  $p$ -анизотропии  $p$ -волновой части сечения  $\epsilon_p^{\alpha}$ . При измерении  $\epsilon^{\pi-\pi}$  детектор располагается в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации нейтронов, слева по отношению к нему и к направлению пучка, под углом  $90^\circ$  к последнему. Через одинаковые временные интервалы направление поляризации меняется на обратное. Тогда  $\epsilon^{\pi-\pi}$  в  $p$ -резонансе определяется следующим образом:

$$\epsilon^{\pi-\pi}(E) = [N^+(E) - N^-(E)]/[N^+(E) + N^-(E)]f_n.$$

Здесь  $N^\pm(E)$  — отсчеты детектора, соответствующие двум направлениям поляризации пучка,  $f_n$  — значение поляризации. Заметим, что смена знака поляризации эквивалентна перестановке детектора направо от пучка. Асимметрия вперед-назад в  $p$ -резонансе измеряется на неполяризованном нейтронном пучке и определяется как разность числа  $\gamma$ -квантов, вылетавших из мишени под углами  $\theta$  и  $180^\circ - \theta$  к пучку:

$$\epsilon^{\nu-\pi}(\theta, E) = [N(\theta, E) - N(180^\circ - \theta, E)]/[N(\theta, E) + N(180^\circ - \theta, E)].$$

$$\epsilon_p^{\alpha}(\theta, E) = 2N(90^\circ, E)/[N(\theta, E) + N(180^\circ - \theta, E)].$$

Анизотропия  $\epsilon_p^{\alpha}$  определяется как отношение площадей  $p$ -резонанса для детектора, установленного под углом  $90^\circ$  к пучку, и полусуммы площадей этого же резонанса для детекторов, расположенных под углами  $\theta$  и  $180^\circ - \theta$ :

**Реакторы.** Все эксперименты проводились методом времени пролета на пучках импульсных реакторов ИБР-30 и ИБР-2 ЛНФ ОИЯИ. ИБР-30 работал в двух режимах — реакторном и бустерном, т.е. с размножением нейтронов от мишени линейного ускорителя электронов ЛУЭ-40. В реакторном режиме при средней мощности 20 кВт с длительностью вспышки 70 мкс и частотой 4 Гц спектральная плотность потока нейтронов в месте расположения образца (35 м от активной зоны реактора) составляла  $3 \cdot 10^4 / E^{0,96}$  эВ<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> (энергия — в электрон-вольтах). В бустерном режиме при средней мощности 10 кВт нейтронные импульсы длительностью 4,5 мкс следовали с частотой 100 Гц. На реакторе ИБР-2 при средней мощности 2 МВт были выполнены измерения асимметрии  $\epsilon^{\nu-\pi}$  на <sup>17</sup>Sn в эпитепловой области энергий нейтронов. Эксперименты проводились на двух нейтронных каналах, имевших максимумы нейтронных спектров при разных энергиях. Пример времяпролетного спектра, характерного для вакуумированного девятого канала ИБР-2, показан на рис. 3. Спектр получен на пролетной базе 39 м при регистрации  $\gamma$ -линии никеля с  $E_\gamma = 9,0$  МэВ детектором NaI (Tl). Ширина канала временного кодировщика 64 мкс. В спектре присутствуют резонансные, эпитепловые и тепловые нейтроны. Длительность импульса мощности ИБР-2 215 мкс при частоте 5 Гц ограничивает область доступных по разрешению энергий нейтронов на этой про-

летной базе значением  $\approx 5$  эВ. Измерения с более медленными, холодными нейтронами проводились на базе 24,6 м пятого канала. Этот канал имел изогнутый зеркальный нейтронотвод, который хорошо очищал пучок от эпитепловых и быстрых нейтронов, а также  $\gamma$ -квантов из реактора, но оставлял фон от первого сателлита

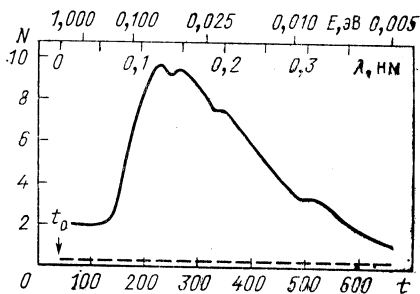


Рис. 3. Спектр нейтронов пучка, профильтрованного через свинцовый (5 см) и алюминиевый (5 см) фильтры. По оси ординат отложены отсчеты детектора с эффективностью  $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon(\lambda_0) \lambda/\lambda_0$  в относительных единицах;  $t$  — номер канала кодировщика шириной 64 мкс

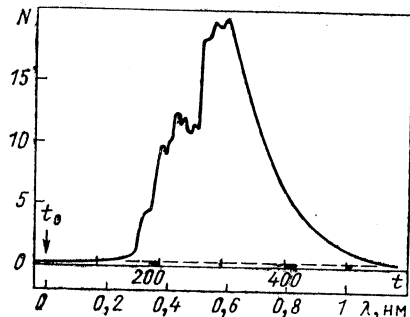


Рис. 4. Спектр нейтронов пучка после зеркального нейтронотода и фильтрации. Ширина канала кодировщика 128 мкс. По оси ординат отложены отсчеты детектора — борного счетчика — с эффективностью  $\varepsilon(\lambda) = [1 - \exp(-0,07 \lambda)]$ , где  $\lambda$  — в 0,1 нм

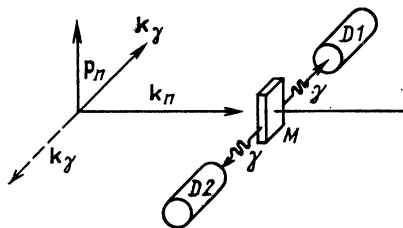


Рис. 5. Геометрия экспериментов при измерении  $\varepsilon^{\text{л-п}}$ :  $M$  — мишень;  $D_1$  и  $D_2$  — детекторы; остальные пояснения в тексте

мощности в области 1,05—1,1 нм. Сателлиты представляют собой периодические возрастания мощности импульсного реактора между основными вспышками. После установки свинцового фильтра толщиной 20 см фон был устранен ценой 4-кратной потери интенсивности. Пример времяпролетного спектра такого пучка, полученного на пятом канале ИБР-2, показан на рис. 4.

**Схема экспериментов.** Лево-правая асимметрия выходов  $\gamma$ -квантов в реакциях  $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$  и  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$  измерялась по методу времени пролета на поляризованном пучке нейтронов импульсного реактора ИБР-30. Схема экспериментов показана на рис. 5. Поляризованный пучок резонансных нейтронов создавался путем пропускания через поляризованную протонную мишень [41—43] с потерей интенсивности примерно в 10 раз (рис. 6). Мишень представ-

ляла собой монокристалл двойного лантан-магниевого нитрата [химическая формула:  $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}\cdot 24\text{H}_2\text{O}$ ] площадью  $25 \text{ см}^2$  и толщиной  $17 \text{ мм}$ , в которой методом «солид-эффекта» (см., например, [44]) поляризовались протоны кристаллизационной воды. Магнитная индукция на мишени имела значение  $2,0 \text{ Тл}$  и была направлена перпендикулярно пучку нейтронов. Метод поляризации нейтронов основан на том, что сечение рассеяния нейтрона на протоне в триплетном состоянии (спины параллельны) примерно в 3 раза меньше, чем в синглетном (спины антипараллельны). В результате прошедший через протонную мишень пучок оказывался поляризованным в направлении протонной поляризации. Значение поляризации нейтронов  $f_n$  определялось по изменению прозрачности протонной мишени [41] для нейтронов с энергией  $E \approx 1 \text{ эВ}$  при помощи двух мониторинговых счетчиков. Один из них располагался до протонной мишени, другой после нее. В экспериментах было получено значение поляризации нейтронов  $0,57 \pm 0,02$ .

Как видно из рис. 6, вектор поляризации нейтронов после прохождения протонной мишени лежит в горизонтальной плоскости. Для измерения лево-правой асимметрии вектор поляризации должен быть перпендикулярен плоскости  $(n, \gamma)$ -реакции. В наших измерениях это была горизонтальная плоскость, значит, вектор поляризации нужно было установить вертикально. Это осуществлялось следующим образом (см. рис. 6): поляризованные нейтроны проходили через зазоры двух одинаковых электромагнитов с магнитной индукцией поля  $B \approx 0,02 \text{ Тл}$ .

В первом из них поле было направлено параллельно полю на мишени. Поле второго магнита можно было включить параллельно или антипараллельно полю на мишени. Между электромагнитами была установлена фольга с током, создающим на ее поверхности поле  $B \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$ . Со стороны первого электромагнита поле фольги параллельно полю в нем. Если поле в электромагнитах параллельно, то на выходе из второго магнита направление спина нейтрона совпадает с направлением поля. Если же поле во втором магните антипараллельно полю первого, то на поверхности фольги создается

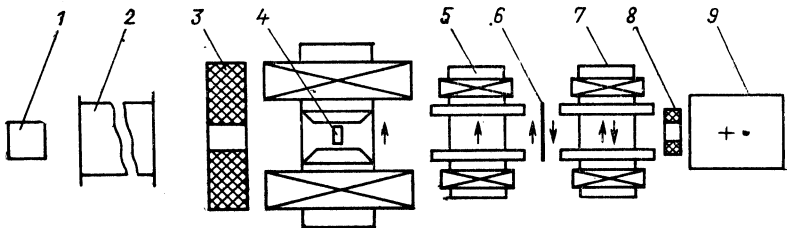


Рис. 6. Схема поляризационной установки:

1 — реактор; 2 — нейтронный водород; 3 — защита; 4 — протонная мишень; 5, 7 — электромагниты с горизонтальным магнитным полем; 6 — токовая фольга; 8 — коллиматор; 9 — место установки магнита с вертикальным полем или соленоида; стрелками показаны направления магнитных полей



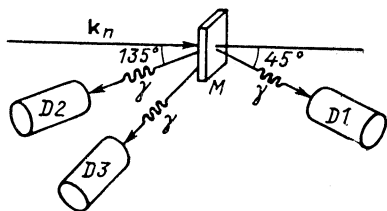


Рис. 7. Геометрия экспериментов при измерении  $\beta$ - $n$ :

$M$  — мишень;  $D_1$ ,  $D_2$  и  $D_3$  — детекторы; остальные пояснения в тексте

градиент поля с переменной знака. Этот скачок создает условие неадиабатичности прохождения для спина нейтрона, другими словами, спин нейтрона не успевает повернуться вдоль поля после фольги.

В результате на выходе второго магнита первоначальное направление спина сохраняется, а направление вектора поляризации относительно направления поля меняется на обратное. Для поворота вектора поляризации в вертикальную плоскость после второго электромагнита ставился еще один. Поле в нем было того же значения, но направлено перпендикулярно, и направление не менялось в течение эксперимента. На участке между вторым и третьим магнитами спин адиабатически поворачивался на  $90^\circ$  в вертикальную плоскость вверх или вниз в зависимости от направления поля во втором электромагните. Таким образом, осуществлялся реверс вектора поляризации. После третьего электромагнита располагалась магнитная система с ведущим полем для транспортировки нейтронов к образцам, располагавшимся на 35-метровой пролетной базе. Замена участка  $90^\circ$ -градусного поворота соленоидом позволяла получать также продольно поляризованные нейтроны для экспериментов по несохранению четности (подробнее см. [43]).

Асимметрия выходов  $\gamma$ -квантов вперед-назад  $\beta$ - $n$  в реакциях  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$  и  $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$  измерялась по методу времени пролета на неполяризованных пучках реактора ИБР-30, работавшего в бустерном режиме, и, позднее, на ИБР-2. Схема расположения детекторов в этих экспериментах приведена на рис. 7. Использовались различные пролетные базы от 38 до 56 м.

**Детекторы.**  $\gamma$ -Кванты прямого перехода с  $E_\gamma = 9,04$  МэВ в реакции  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$  и  $E_\gamma = 9,32$  МэВ в реакции  $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$  регистрировались детекторами NaI (Tl) (с ФЭУ-49) диаметром 200 мм и толщиной 200 мм. Детекторы были окружены защитой из свинца и парафина с бором. Кроме того, вплотную к кристаллу по всей цилиндрической поверхности ставились кассеты, заполненные  $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ . Перед коллиматором диаметром 160 мм на входе детектора для исключения прямой регистрации быстрых нейтронов также была установлена плита парафина с бором толщиной 10 см. Энергетическое разрешение кристаллов позволяло отделять изучаемые прямые  $\gamma$ -переходы с  $E_\gamma = 9,04$  МэВ в  $^{113}\text{Cd}$  и  $E_\gamma = 9,32$  МэВ в  $^{117}\text{Sn}$  от  $\gamma$ -переходов на первые возбужденные уровни остаточных ядер с  $E_\gamma = 8,48$  МэВ и  $E_\gamma = 8,50$  МэВ соответственно.

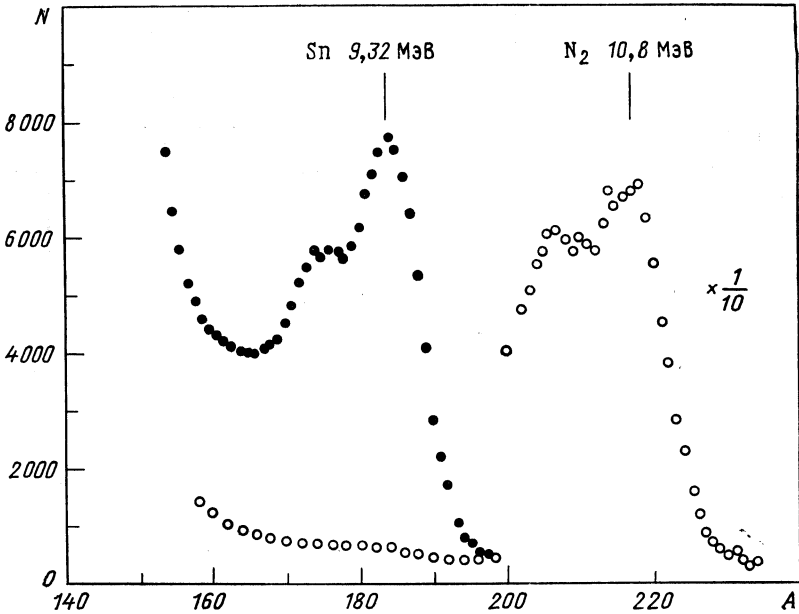
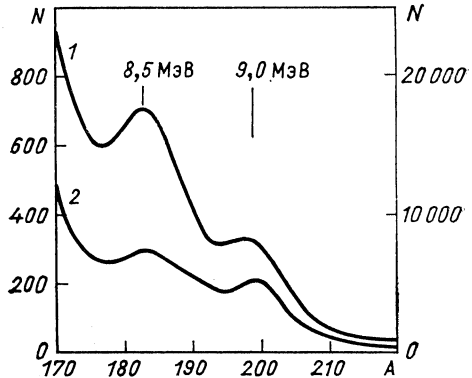


Рис. 8. Участки амплитудного спектра, полученного на детекторе NaI (Tl) за 20 ч измерений для тепловых нейтронов:

черные точки — спектр образца <sup>117</sup>Sn; кружки — фон от образца углерода; N<sub>2</sub> — линия от азота в воздухе; N — число отсчетов; A — номер канала

Рис. 9. Участки амплитудных спектров образца <sup>113</sup>Cd, полученных на детекторе NaI (Tl):

1 — для нейтронов с  $E = 1 \div 4$  эВ, шкала справа; 2 — для нейтронов в области резонанса  $6,8 < E < 7,8$  эВ, шкала слева



Примеры амплитудных  $\gamma$ -спектров, полученных на <sup>117</sup>Sn и <sup>113</sup>Cd, показаны на рис. 8 и 9. Для нормировки отдельных измерений по статистике использовался мониторный счетчик прямого пучка BF<sub>3</sub>.

Из-за не очень хорошей стабильности усиления детекторов NaI (Tl) возникла дополнительная, помимо геометрической асимметрии, систематическая погрешность при измерении  $\sigma^{в-н}$ . Для оценки ее значения мы провели несколько измерений с более стабильным Ge (Li)-детектором. Результаты измерений в диапазоне энергий нейтронов, охватывающем весь тепловой пик, показаны на рис. 10.

**Регистрирующая электроника.** Сигналы с детекторов через линейные усилители поступали по кабелю из экспериментального зала ИБР-30 или ИБР-2 в вычислительный центр ЛНФ на измерительный модуль УКОР («угловые корреляции») на основе ЭВМ СМ-1300

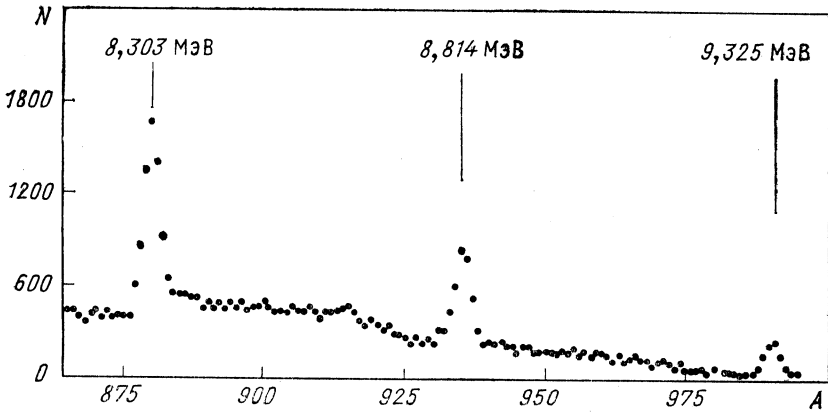


Рис. 10.  $\gamma$ -Спектр  $^{117}\text{Sn}$ , полученный на ИБР-2 с детектором Ge (Li)

(рис. 11). Сигналы поступали на вход амплитудных кодировщиков АК1024 [45].  $\gamma$ -Спектры накапливались обычно в 16 временных окнах

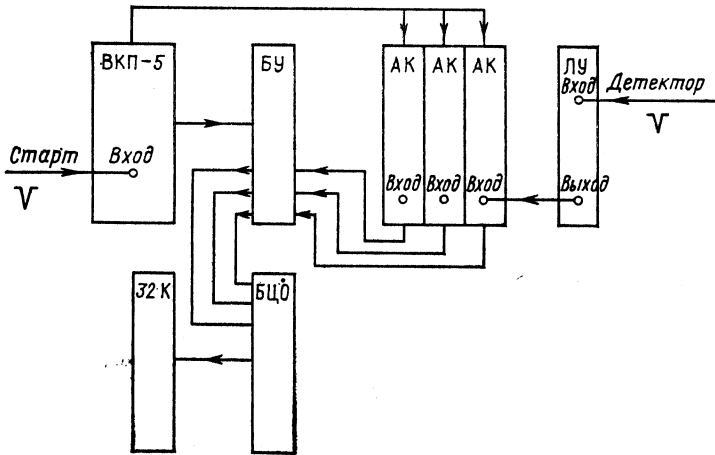


Рис. 11. Схема электроники модуля УКОР для экспериментов по измерению  $\epsilon_{\text{Л-п}}$  и  $\epsilon_{\text{В-н}}$ :

ЛУ — линейный усилитель; БУ — блок управления и кодировки номера детектора; остальные пояснения в тексте

(в отдельных измерениях с  $^{113}\text{Cd}$  в 32) с помощью блока цифровых окон (БЦО) [46] и хранились до записи на диск во внешней 16-разрядной КАМАК-памяти емкостью 32 К. Электроника запускалась

стартовыми импульсами, следующими с частотой работы реактора, которые подавались на вход временного кодировщика ВКП-5. Разметка времяпролетного спектра на участки — временные окна — производилась посредством измерений временного спектра. После разметки временного спектра границы временных окон и участки памяти для разных детекторов задавались для блока цифровых окон. Временные окна могли иметь произвольные длительность и расположение. Ширина канала в микросекундах задавалась кодировщиком ВКП-5. On-Line-сортировка данных производилась с помощью оригинальных программ FORUM (разработана Т. Хрыкиной) и, позднее, CPN [47]. Программы позволяли контролировать набираемые данные и производить их простейшую обработку. Дальнейшая, окончательная, обработка выполнялась на базовой ЭВМ ЛНФ PDP-11/70 и на персональном компьютере «Правец-16».

**Фоновые условия.** В выражениях предыдущего раздела для  $\varepsilon_{\text{л-п}}$ ,  $\varepsilon_{\text{в-н}}$  и  $\varepsilon_{\text{р}}^{\alpha}$  под  $N$  или  $N^{\pm}$  подразумеваются числа отсчетов  $\gamma$ -квантов, возникающих при прямом переходе компаунд-ядра в основное состояние. В любом случае эти числа содержат и отсчеты фоновых  $\gamma$ -квантов, которые подлежат вычитанию. Из приведенных соотношений видно, что неправильный учет фона может привести, во-первых, к ложному эффекту (числители) и, во-вторых, к занижению истинной величины эффекта (знаменатели). Поэтому нужно максимально снижать фон и по возможности делать его симметричным для обоих положений детектора. В зависимости от типа нейтроновода (зеркальный изогнутый или просто вакуумированный) основную роль играют разные компоненты фона. Так, зеркальный нейтроновод хорошо очищает пучок от быстрых нейтронов и  $\gamma$ -квантов из активной зоны реактора. В любом случае присутствует постоянный фон между вспышками реактора, фон от рассеянных нейтронов и  $\gamma$ -квантов от захвата нейтронов конструкциями, окружающими детектор. Его можно подавить с помощью свинцовой защиты и материалов, содержащих бор и  ${}^6\text{Li}$ . Оставшийся постоянный фон измеряется во временном окне вдали от резонанса между вспышками реактора. Переменную составляющую фона рассеянных нейтронов, связанного со вспышкой, можно измерить, поставив на место образца эквивалентный углеродный рассеиватель. В измерениях с  ${}^{113}\text{Cd}$  фон определялся с помощью резонансного фильтра. В пучке постоянно находился образец металлического тантала, который полностью выводил из пучка нейтроны с энергиями 4,3 и 10,3 эВ. Это позволило интерполировать фон вблизи изучаемого резонанса при 7 эВ. Времяпролетный спектр, полученный в измерениях с  ${}^{113}\text{Cd}$ , показан на рис. 12. В измерениях с  ${}^{117}\text{Sn}$  фон измерялся при установке вместо образца поочередно эквивалентного рассеивателя и родиевого резонансного фильтра.

**Аппаратурная асимметрия.** Неточная геометрическая установка детекторов, различие в их эффективности, фон — все это при-

водит к систематической погрешности в определении величины эффекта. Учет аппаратурной асимметрии особенно важен при измерении малых эффектов (когда оцениваемая систематическая погрешность порядка величины ожидаемого эффекта). Для контроля вместо рабочего образца ставится образец, который не дает физического эффекта, и поэтому эффект, измеренный с таким образцом, можно целиком отнести на счет аппаратурной асимметрии. Важно, чтобы контрольный образец давал  $\gamma$ -переход с энергией, близкой к изучаемой. Например, в измерениях эффектов на  $^{117}\text{Sn}$  в прямом  $\gamma$ -переходе с энергией 9,32 МэВ использовалось естественное железо, которое содержит изотоп с энергией  $\gamma$ -перехода 9,3 МэВ. Контроль

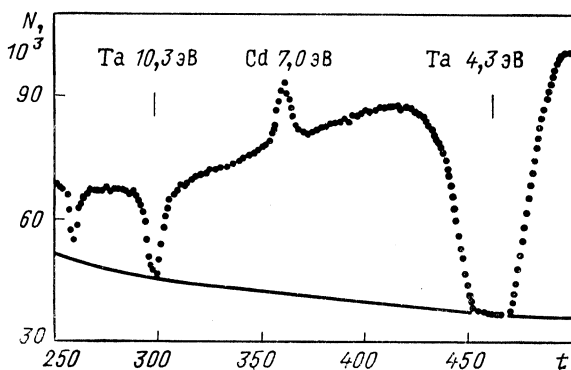


Рис. 12. Времяпролетный спектр, полученный с танталовым фильтром для образца  $^{113}\text{Cd}$ . Порог регистрации 2 МэВ, ширина канала кодировщика 4 мкс

можно вести также по одной из более мягких  $\gamma$ -линий вторичных переходов с большой интенсивностью  $I_\gamma$ , т. е. большим числом  $\gamma$ -квантов на 100 захваченных нейтронов, если они есть. Конечно, такой линии не должен соответствовать физический эффект. Для  $^{117}\text{Sn}$ , например, можно использовать  $\gamma$ -переход с энергией 1230 кэВ и  $I_\gamma = 48 \pm 8$  [48]. В этом случае рабочее и контрольное измерение можно проводить параллельно, без смены образца.

Нестабильность усиления сигнала детектора также ведет к искажению величины эффекта, поскольку затрудняет градуировку. В этом случае возможны погрешности при нахождении границ суммирования в  $\gamma$ -спектрах при получении  $N^\pm(E)$  или  $N(\theta, E)$ . Например, в наших экспериментах с  $^{117}\text{Sn}$  сдвиг энергетического интервала суммирования в спектре одного детектора относительно другого на один канал ( $\approx 43$  кэВ) приводил при рабочем пороге 8,5 МэВ к ложному эффекту  $\varepsilon \approx 0,01$ . Особенно важно исключить эту погрешность при измерении малых эффектов. Поэтому даже при наличии системы стабилизации усиления полезно проводить измерение на тепловом спектре с более стабильным Ge (Li)-детектором для нормировки с его помощью результатов измерений с детектором NaI (Tl) в эпитепловой области.

При измерениях  $\varepsilon^{1-11}$  одним детектором практически не было необходимости учитывать аппаратурную асимметрию, так как

менять расположение относительно пучка не требовалось, а вариации усиления при быстром реверсе вектора поляризации одинаковым образом отражались на  $\gamma$ -спектрах для обоих направлений вектора поляризации. Однако принимались меры экранировки сцинтилляционного детектора от магнитного поля канала, влиявшего на коэффициент усиления ФЭУ.

При измерениях  $\varepsilon^{L-P}$ , напротив, требовался аккуратный учет ложной асимметрии. В наших экспериментах и с  $^{113}\text{Cd}$ , и с  $^{117}\text{Sn}$  аппаратурная асимметрия измерялась при установке на место образца пластинки из обычного железа. Железо физических эффектов  $\varepsilon^{B-N}$  и  $\varepsilon^{L-P}$  не дает, и поэтому асимметрия, полученная в прямом  $\gamma$ -переходе с  $E_\gamma = 9,3$  МэВ, относилась полностью на счет аппаратуры. Однако при смене образцов возможна неточная их установка, и, кроме того, измерение ложной асимметрии требует времени. Поэтому в экспериментах на ИБР-2 с  $^{117}\text{Sn}$  мы контролировали аппаратурную асимметрию и по  $\gamma$ -переходу с  $E_\gamma = 1230$  кэВ на основном состоянии  $^{118}\text{Sn}$ . Большая интенсивность этого перехода позволяла в то же время нормировать спектры по интенсивности. Были проведены измерения с Ge (Li)-детектором.

**Обработка данных.** Измерения  $\varepsilon^{B-N}$  и  $\varepsilon^{L-P}$  на ИБР-30 проводились вблизи  $p$ -волновых резонансов с  $E_0 = 7$  эВ для  $^{113}\text{Cd}$  и  $E_0 = 1,33$  эВ для  $^{117}\text{Sn}$ . Кроме того, для  $^{117}\text{Sn}$  на реакторе ИБР-2 были выполнены измерения  $\varepsilon^{B-N}$  в диапазоне энергий нейтронов 0,005—3 эВ [49]. На реакторе ИБР-30 измерения  $\varepsilon^{B-N}$  проводились с металлическими образцами кадмия (95 %  $^{113}\text{Cd}$ ) и олова (91 %  $^{117}\text{Sn}$ ) на пролетных базах 52 и 58 м соответственно. Эксперименты по определению  $\varepsilon^{L-P}$  проводились на пролетной базе 35 м. Для регистрации  $\gamma$ -квантов прямых переходов с  $E_\gamma = 9,04$  МэВ в  $^{114}\text{Cd}$  и  $E_\gamma = 9,32$  МэВ в  $^{118}\text{Sn}$  в разное время использовались один, два или три NaI (Тл)-детектора. Детекторы располагались под углами 45, 90 и 135° или 55, 90 и 125°. Углы 55 и 125° были выбраны из-за того, что для  $\theta = 54,7^\circ$  и  $\theta = 125,3^\circ$ , как видно из формулы для дифференциального сечения  $\sigma(\theta, \varphi, E)$ ,  $P_2(\cos \theta)$  обращается в нуль, и это упрощает формулы.

Исходной информацией для обработки были 16 (или 32) амплитудных  $\gamma$ -спектров. Они включали интересующие нас участки времяпролетного спектра для вычисления эффектов лево-право и вперед-назад и фоновые участки. Кроме того, имелись аналогичные  $\gamma$ -спектры, снятые с образцами железа и углерода. При обработке сначала проводилась нормировка всех  $\gamma$ -спектров на одно и то же время измерения. В случаях, когда асимметрия  $\varepsilon^{B-N}$  измерялась только одним детектором, для нормировки использовались данные монитора интенсивности пучка. Затем из всех нужных  $\gamma$ -спектров вычитались фоны, процедура определения которых уже описана. После этого асимметрия  $\varepsilon^{B-N}$  или  $\varepsilon^{L-P}$  вычислялась по формулам, приведенным выше. Для этого сначала выполнялась энергетическая градуировка амплитудных спектров, затем брались

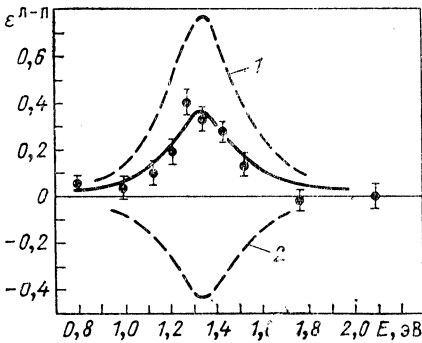
суммы в интервалах нужных  $\gamma$ -линий. Обычно выбирались интервалы 8,5—9,7 МэВ для спектров от всех детекторов. При измерении  $\epsilon^{v-n}$  такая же процедура выполнялась для  $\gamma$ -спектров, полученных на железе с целью учета аппаратурной асимметрии. При обработке результатов измерений  $\epsilon^{v-n}$  ( $^{117}\text{Sn}$ ) на ИБР-2 нормировка отдельных измерений, проведенных под разными углами, и учет аппаратурной асимметрии производились как по мягкому  $\gamma$ -переходу  $E_\gamma = 1230$  кэВ в основное состояние  $^{118}\text{Sn}$ , так и по измерениям Ge (Li)-детектором и временным окном, охватывающим весь тепловой спектр.

Полученные в этих измерениях интенсивности прямых  $M1$ -переходов в  $^{118}\text{Sn}$  при захвате тепловых нейтронов [48] приведены ниже для разных значений энергии квантов  $E_\gamma$ , соответствующих энергиям конечных уровней  $E_f$ :

$E_{\gamma i}$ , кэВ . . .	9325	8095	7565	$\left\{ \begin{array}{l} 7269 \\ 7281 \end{array} \right.$	6996	6925	6414
$E_f$ , кэВ . . .	0	1230	1760	$\left\{ \begin{array}{l} 2056 \\ 2044 \end{array} \right.$	2329	2400	2911
$J_f^\pi$ . . . . .	$0^+$	$2^+$	$0^+$	$0^+(2^+)$	$1^+(2^+)$	$(2^+)$	$(2^+)$
$I_f$ . . . . .	$3,0 \pm 0,5$	$0,36 \pm 0,1$	$\leq 0,1$	$0,60 \pm 0,15$	$0,4 \pm 0,1$	$\leq 0,1$	$1,27 \pm 0,2$

Здесь в скобках приведены вероятные значения.

Результаты измерений  $\epsilon^{l-p}$  и  $\epsilon^{v-n}$  для  $^{117}\text{Sn}$  показаны на рис. 13 и 14, для  $^{113}\text{Cd}$  — на рис. 15 и 16. При обработке помимо величин  $\epsilon^{v-n}$  и  $\epsilon^{l-p}$  для олова и кадмия были получены значения



угловой асимметрии  $p$ -волновой части сечения  $\epsilon_p^a(\theta)$ . Для  $^{117}\text{Sn}$   $\epsilon_p^a$  определялась для угла  $\theta = 45^\circ$  и для  $^{113}\text{Cd}$  — при  $\theta = 55^\circ$ . Для олова  $\gamma$ -спектры при различных углах нормировались на одинаковое число отсчетов в области тепловой энергии, где угловое распределение считалось изотропным. Времяпролетный спектр, полученный таким образом для  $^{117}\text{Sn}$ , показан на рис. 17. Заметим, что рис. 17 построен по данным, полученным на ИБР-2,

Рис. 13. Асимметрия  $\epsilon^{l-p}$  на  $^{117}\text{Sn}$  в области резонанса 1,33 эВ. Гладкие кривые — расчетные, поясняемые в разд. 5

и при его анализе нужно учитывать, что временное разрешение спектрометра ИБР-2 уменьшает наблюдаемый пиковый выход  $\gamma$ -квантов в 2 раза.

Для  $^{113}\text{Cd}$  тепловой спектр отсутствовал, поэтому нормировка проводилась на  $s$ -волновую подложку в предположении ее угловой

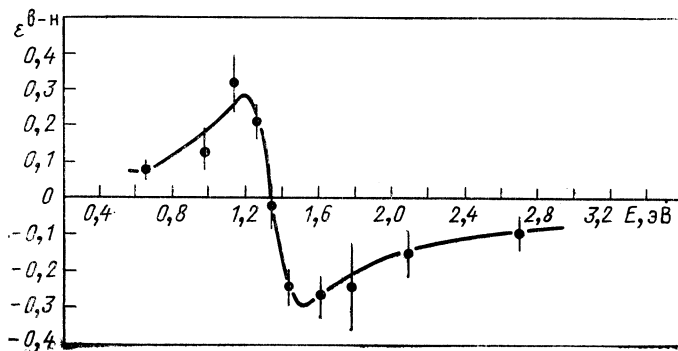


Рис. 14. Асимметрия  $\epsilon^{\nu-\pi}$  на  $^{117}\text{Sn}$  в области резонанса 1,33 эВ

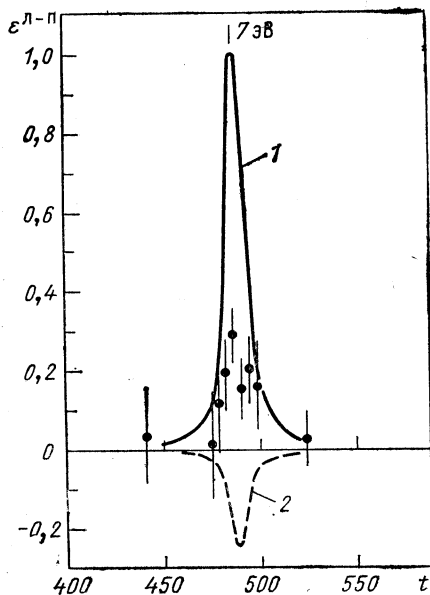


Рис. 15. Асимметрия  $\epsilon^{L-\pi}$  на  $^{113}\text{Cd}$ :

1, 2 — расчетные кривые, поясняемые в разд. 5

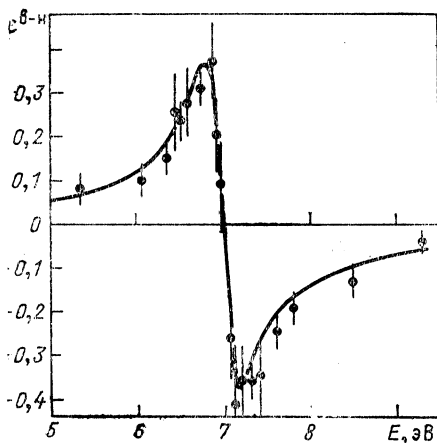


Рис. 16. Асимметрия  $\epsilon^{\nu-\pi}$  на  $^{113}\text{Cd}$  в области резонанса 7 эВ

изотропии. Пример соответствующего спектра дан на рис. 18. Площади под кривыми  $p$ -резонансов  $N(90^\circ)$  и  $[N(\theta) + N(180^\circ - \theta)]/2$  вычислялись над плавным уровнем  $s$ -подложки для обоих результирующих спектров.



Заключительным этапом обработки был учет эффекта Доплера и функции разрешения. Для этих расчетов использовались

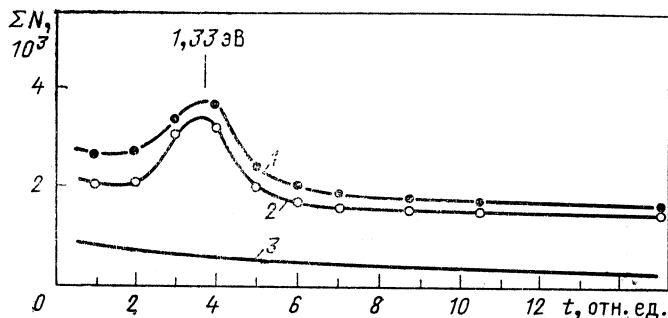


Рис. 17. Времяпролетный спектр образца  $^{117}\text{Sn}$  в резонансной области ( $\Sigma N$  — число отсчетов амплитудного кодировщика в интервале  $E_\gamma = 8,5 \div 9,5$  МэВ, приведенных к ширине временного окна 192 мкс):

1 — угол  $90^\circ$ ; 2 — угол  $(45^\circ + 125^\circ)/2$ ; 3 — фон для угла  $90^\circ$

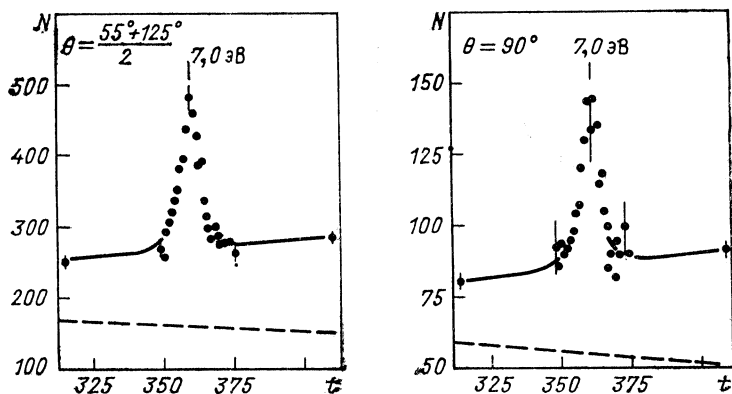


Рис. 18. Времяпролетный спектр, полученный в реакции  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$  для разных углов:

$N$  — отсчеты детектора в диапазоне амплитуд 8,7 — 9,5 МэВ; пунктир — уровень фона  
ширина канала кодировщика 4 мкс

значения параметров  $p$ -резонансов  $^{117}\text{Sn}$  и  $^{113}\text{Cd}$  из работы [50]. Они приведены в таблице (в скобках — погрешность в последней значащей цифре).

Для эффектов  $\epsilon^{\text{Л-П}}$  и  $\epsilon^{\text{В-Н}}$  на олове доплеровская ширина

$$\Delta = (kT_{\text{eff}}E_0/A)^{1/2}$$

мала ( $\approx 0,035$  эВ при  $\Gamma = 0,18$  эВ) и практического значения не имеет. Для  $^{113}\text{Cd}$   $\Delta = 0,08$  эВ при  $\Gamma = 0,16$  эВ, и поэтому учет

Параметры *p*-резонансов <sup>117</sup>Sn и <sup>113</sup>Cd

Нуклид	$E_p$ , эВ	$J$	$g\Gamma_n$ , $10^{-7}$ эВ	$\Gamma$ , мэВ	$E_{\gamma_i}$ , мэВ	$\Gamma_{\gamma_0}$ , мэВ	$\Gamma_{n1}/\Gamma_n$
<sup>113</sup> Cd	7,0	1	3,1(3)	160(20)	9,04	4,5(9)	0,84(7)
<sup>117</sup> Sn	1,33	1	1,66(20)	180(18)	9,32	1,2(3)	0,18(8)

эффекта Доплера необходим. В этом случае теоретические и экспериментальные данные сопоставляли следующим образом. Сначала, вычислив табличное значение функции Доплера  $\psi_\Delta$  в центре резонанса, из экспериментального времяпролетного спектра для  $\theta = 90^\circ$  восстанавливали теоретическую кривую сечения в области *p*-резонанса. Затем, найдя с помощью этой кривой члены  $a_0, a_1, a_2$  в формуле для  $\sigma(\theta, \phi, E)$ , строили теоретические кривые для сечений в области *p*-резонанса под углами  $\theta = 55^\circ$  и  $\theta = 125^\circ$  для разных наборов  $x, y$ . Эти сечения были свернуты с точной доплеровской функцией распределения по энергиям нейтронов

$$f(E, E') = (A/4\pi k T_{eff})^{1/2} \exp\{-A[(E')^{1/2} - E^{1/2}]\},$$

которая фактически сводилась к гауссову распределению в виде

$$f(E, E') = (1/\Delta \sqrt{\pi}) \exp[-(E' - E)^2/\Delta^2].$$

Наконец, по формуле (14) получали значение  $\epsilon^{n-n}$ .

Оптимальный набор параметров, обсуждаемый в следующем разделе, дал кривую, показанную на рис. 16. Для величины  $\epsilon_p^a(\theta)$  на <sup>113</sup>Cd получили значение  $\epsilon_p^a(55^\circ) = 0,90 \pm 0,15$ . Погрешность — систематическая и связана с неопределенностью уровня фона, который учитывался при нормировке на *s*-волновую компоненту сечения. Для отношений площадей под кривыми *p*-резонансов <sup>117</sup>Sn углами  $N(90^\circ)$  и  $[N(45^\circ + 135^\circ)/2]$  в последних измерениях [49] найдено значение  $\epsilon_p^a = 1,18 \pm 0,12$ , где неопределенность обусловлена неоднозначностью уровня подложки под *p*-резонансом. В более ранней работе [52] был дан другой результат:  $\epsilon_p^a = 1,63 \pm 0,14$ .

### 5. РЕЗУЛЬТАТЫ (*n, \gamma*)-ЭКСПЕРИМЕНТОВ

**Олово.** Амплитуды парциальных нейтронных ширин  $\Gamma_{jn}^{1/2}$  в виде двух наборов можно получить, измерив любую из асимметрий ( $\epsilon^{n-n}$ , либо  $\epsilon_p^a$ ), в описание которых входят приведенные амплитуды  $x = (\Gamma_{n1/2}/\Gamma_n)^{1/2}$  и  $y = (\Gamma_{n3/2}/\Gamma_n)^{1/2}$ , и учтя, что  $x^2 + y^2 = 1$ . Впервые значения  $x$  и  $y$  были получены в эксперименте по измерению  $\epsilon^{n-n}$  на <sup>117</sup>Sn [51]. Соответствующие результаты показаны на рис. 19, а, б. Гладкая кривая, описывающая данные для  $\epsilon^{n-n}$  на <sup>117</sup>Sn, соответствует подгонке по методу наименьших

квадратов. Однако для определения знака амплитуд одного измерения недостаточно. Дело в том, что во все формулы  $x$  и  $y$  входят квадратично. Для выбора знаков  $x$  и  $y$  нужны другие эксперименты, и, когда они были сделаны, ситуация стала драматической. Результаты последующих измерений  $\epsilon^{B-H}$  на  $^{117}\text{Sn}$  не удалось согласовать с данными для  $\epsilon^{L-H}$  и все вместе — с  $\epsilon_p^a$ . На рис. 13 и 14 приведены данные [52], где впервые было найдено это противоречие.

Значения  $x$  и  $y$ , полученные подгонкой по методу наименьших квадратов для каждого из эффектов  $\epsilon^{L-H}$  и  $\epsilon^{B-H}$  с параметрами

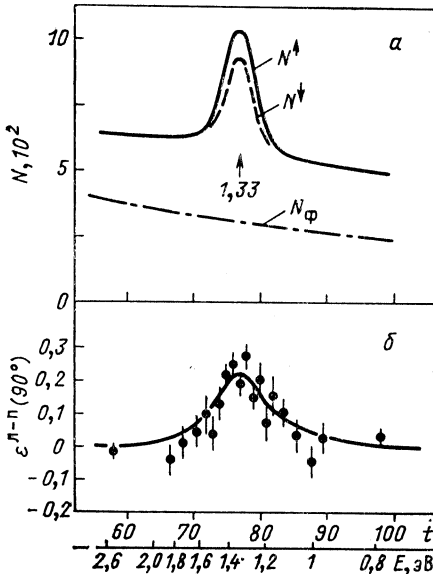


Рис. 19. Результаты работы [51] для  $^{117}\text{Sn}$ :

а — времяпролетные спектры в области  $p$ -резонанса 1,33 эВ для двух направлений вектора поляризации (ширина канала кодировщика 32 мкс); б — асимметрия  $\epsilon^{L-H}$

$t_{90^\circ}^2 = 3,0 \pm 0,3$  и  $t_{45^\circ}^2 = 1,83 \pm 0,18$ , оказались несогласующимися: например, если пытаться описывать данные для  $\epsilon^{L-H}$  с помощью наборов значений  $x$  и  $y$ , полученных для  $\epsilon^{B-H}$  (гладкая кривая на рис. 14), то одна из кривых проходит гораздо выше экспериментальных данных (кривая 1 на рис. 13), а вторая, хотя и подходит для их количественного описания, но дает обратный знак эффекта (кривая 2 на рис. 13). Для  $\epsilon_p^a(45^\circ)$  в этом же эксперименте [52] было получено значение  $1,63 \pm 0,14$ . Заметим, что максимальное значение  $\epsilon^{L-H}$  на рис. 19 примерно на 0,1 меньше, чем на рис. 13, из-за того что в [51] было получено меньшее значение  $t_{90^\circ}^2$ , соответствующее  $\epsilon_p^a = 1,2$ .

В такой ситуации, разумеется, возникли сомнения в корректности формул для асимметрий, в правильности алгоритма обработки, значения поляризации нейтронов. Однако тщательные проверки не выявили ошибок. Тогда была проведена дополнительная серия

экспериментов на ИБР-2 [49], в которых измеряли асимметрию  $\epsilon^{B-n}$  на  $^{117}\text{Sn}$  в области энергий ниже  $p$ -резонанса, где фоновые условия значительно лучше. Если полученный ранее результат для  $\epsilon^{B-n}$  вблизи резонанса правильный, то расхождение между экспериментом и теорией должно сохраниться и здесь. Результаты измерений представлены на рис. 20 и 21 [49], где теоретические

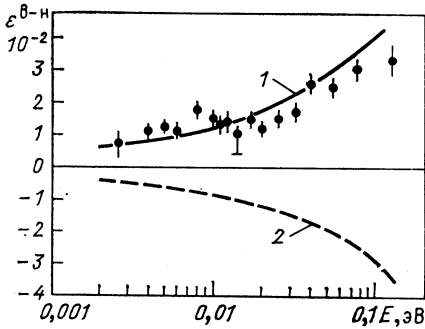


Рис. 20. Асимметрия  $\epsilon^{B-n}$  на  $^{117}\text{Sn}$  в области энергий нейтронов ниже 0,1 эВ:

1, 2 — расчетные кривые, поясняемые в разд. 5

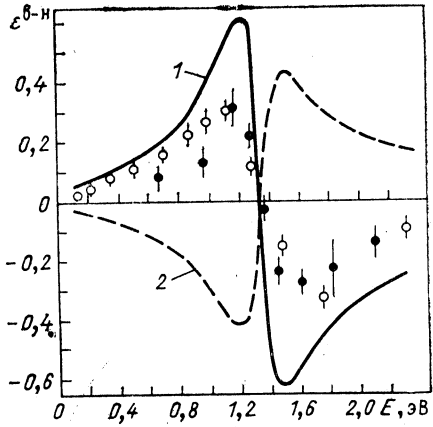


Рис. 21. Асимметрия  $\epsilon^{B-n}$  на  $^{117}\text{Sn}$  в области энергий нейтронов 0,1—2,5 эВ:

1, 2 — расчетные кривые, поясняемые в разд. 5; черные точки — из работы [52], кружки — из [49]

кривые рассчитаны следующим образом. Были взяты значение  $\epsilon_{\text{max}}^{B-n} = 0,35$  в резонансе  $E_0 = 1,33$  эВ [52] и значение  $t_{90^\circ}^2 = 2,16$ , полученное умножением вновь измеренного значения  $\epsilon_p^B = 1,18 \pm 0,12$  и параметра  $t_{45^\circ}^2 = 1,83$ . В соответствии с формулой (23) они привели к двум наборам  $x$  и  $y$  [49]:

$$x = 0,528 \pm 0,037; \quad y = -0,813 \pm 0,027; \quad (29)$$

$$x = 0,009 \pm 0,009; \quad y = +0,999 \pm 0,021. \quad (30)$$

Заметим, что эти два набора  $x$  и  $y$  близки к значениям из работы [51]. Затем с помощью этих наборов по формуле (22) были получены расчетные кривые для  $\epsilon^{B-n}(E)$ . На рис. 20 и 21 кривые 1 — для набора (29), кривые 2 — для (30). Заметим, что теоретическое значение  $\epsilon^{B-n}$  не поправлено на функцию разрешения, с поправкой ее максимальное значение окажется немного меньше, но противоречие все равно останется. За пределами области  $E_0 = 0,3$  эВ влияние функции разрешения уже совсем незначительно и поэтому сравнение экспериментальных данных с теорией вполне

корректно. Видно, что в области резонанса расхождение по-прежнему велико, но оно уменьшается к области тепловых энергий.

**Кадмий.** Результаты для  $\epsilon^{л-п}$  и  $\epsilon^{в-н}$  на  $^{113}\text{Cd}$  из работы [53] показаны на рис. 15 и 16. Кривые 1 и 2 на рис. 15 также получены из двух наборов  $x$  и  $y$  для  $\epsilon^{в-н}$  при  $\theta = 54,7^\circ$  и  $\theta = 125,3^\circ$ . Напомним, что для подгонки  $\epsilon^{л-п}$  использовался параметр  $t_{90^\circ}^2 = 2,27$ , а для  $\epsilon^{в-н}$  — параметр  $t_{55^\circ}^2 = 2,5 \pm 0,3$ . В [53] из  $\epsilon^{в-н}$  были получены следующие два набора  $x$  и  $y$ :

$$x = 0,975; \quad y = 0,222; \quad (31)$$

$$x = 0,100; \quad y = -0,995. \quad (32)$$

Набору (31) соответствует кривая 1 на рис. 15, набору (32) — кривая 2.

Очевидно, что приведенные значения  $x$  и  $y$  как для  $^{113}\text{Cd}$ , так и для  $^{117}\text{Sn}$  преждевременно рассматривать в качестве истинных

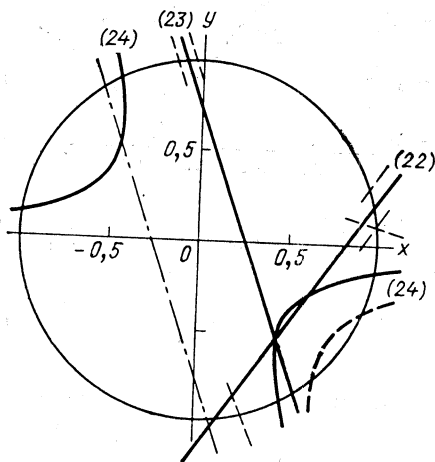


Рис. 22. Зависимость  $y(x)$  для  $^{113}\text{Cd}$ , полученная из уравнений (22)—(24). Числа в скобках около кривых соответствуют номерам уравнений

значений парциальных амплитуд, поскольку нет согласия между результатами экспериментов.

Нагляден другой способ представления результатов определения параметров — графический. На рис. 22 это сделано для  $^{113}\text{Cd}$ . Для всех трех величин  $\epsilon^{л-п}$ ,  $\epsilon^{в-н}$  и  $\epsilon_p^2$  построены кривые с известными параметрами  $t_\theta^2$  при всех возможных  $x$  и  $y$ . Пунктиром показаны соответствующие погрешности. Поскольку  $x^2 + y^2 = 1$ , все три кривые должны пересекаться в пределах экспериментальной погрешности вблизи одной точки на окружности. Этого не произошло, что и означает несоответствие результатов. Штрихпунктирная линия отвечает случаю, если в уравнение (23) справа произвольно ввести общий знак минус или поменять знак поляризации пучка. Она приведена для стимулирования дальнейших поисков. Обратим также внимание, что  $\epsilon_p^2$  имеет наибольший коридор ошибок, и его уменьшение остается важной, но трудной эксперименталь-

ной задачей. Аналогичная графическая иллюстрация результатов для  $^{117}\text{Sn}$  дана в [52].

Таким образом, ситуация остается неопределенной. Поскольку грубых ошибок в проведении эксперимента и обработке не было выявлено, логично искать физическую причину противоречия результатов. Заметим, что система уравнений для  $\epsilon^{L-p}$  и  $\epsilon^{v-n}$  вместе с  $x^2 + y^2 = 1$  и уравнением для асимметрии  $p$ -волновой части сечения  $\epsilon^{v-n}$  переопределена относительно  $x$  и  $y$ . Очевидно, что включение еще одного неизвестного параметра позволило бы описать имеющиеся данные для  $\epsilon^{v-n}$  и  $\epsilon^{L-p}$ . Физически этот параметр может соответствовать вкладу нерезонансной амплитуды  $d$ -захвата в области  $p$ -резонанса. Формальное включение  $d$ -волны приводит, как показано на примере  $s$ -представления, к дополнительным членам в формулах (28). Экспериментально присутствие  $d$ -волны можно установить, измеряя анизотропию  $\epsilon_d^a$  в эпитепловой области энергий нейтронов.

Ниже приведены значения  $\epsilon_d^a$  для  $^{117}\text{Sn}$  при нескольких энергиях нейтронов для  $f_d/f_s = -0,6$  вблизи резонанса  $E_0 = 1,33$  эВ:

$E$ , эВ . . . . .	1,33	0,80	0,50	0,20
$\epsilon_d^a$ . . . . .	1,48	1,29	1,18	1,06

Значение  $f_d/f_s$  было получено численным решением системы уравнений для  $\epsilon^{L-p}$ ,  $\epsilon^{v-n}$  и уравнения (25) в резонансе с учетом  $d$ -волны.

Однако для описания результатов значение этой фоновой амплитуды по оценке в [54] должно соответствовать примерно 25%  $s$ -волнового парциального дифференциального сечения радиационного захвата с последующим  $M1$ - $\gamma$ -переходом. В абсолютном выражении для  $^{117}\text{Sn}$  это составляет примерно  $10^{-28}$  см<sup>2</sup>/ср при  $E = E_0$ . Для низких энергий нейтронов это очень большое сечение, и поэтому появление  $d$ -захвата сомнительно. Прямой экспериментальной проверки вклада этого механизма описанные работы не дают, так как использованная методика измерений опирается на допущение изотропного распределения  $\gamma$ -квантов в области энергий вне резонанса.

Другой физический механизм, который мог бы повлиять на расхождение между результатами экспериментов и предсказаниями теории, представили Д. Ф. Зарецкий и В. К. Сироткин [30]. Они обратили внимание на то, что детектор с разрешением около 0,5 МэВ мог регистрировать жесткую компоненту двухквантового каскада, состоящего из первичного мягкого кванта с энергией около 0,5 МэВ и последующего перехода в основное состояние. Такой процесс увеличивает коэффициент  $a_0$ , но не влияет на коэффициенты  $a_1$  и  $b_1$ , так как жесткие кванты в каскаде идут из промежуточных состояний, не смешанных по четности. Итоговый вклад двухквантовых каскадов в асимметрии  $\epsilon^{L-p}$  и  $\epsilon^{v-n}$ , усиленный валентным механизмом, по оценке [30] может достигать 10%. Однако объяснить

расхождение результатов в области  $p$ -резонанса мог бы только 50 %-ный вклад такого процесса. Экспериментальная проверка этого механизма возможна с применением Ge (Li)-детектора высокого разрешения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ имеющейся информации приводит к заключению, что в основе обнаруженных расхождений может лежать неадекватность реального процесса и использованной для его описания резонансной модели в случае двух спиновых каналов. Выводы о более серьезных последствиях для теории преждевременны.

В самом деле, квантовомеханические законы сохранения накладывают ограничения на число независимых амплитуд реакции [55]. Можно показать, что рассмотренная задача с  $I = 1/2$ ,  $I_f = 0$  и  $J = 1$  характеризуется четырьмя независимыми амплитудами. Даже если пренебречь  $d$ -волной, все равно остаются три амплитуды, т. е. пять действительных параметров: три модуля и две относительные фазы, требующие для своего экспериментального безмодельного определения не менее пяти независимых уравнений и соответствующего числа экспериментов. В действительности необходимо даже не пять, а семь уравнений, так как физические наблюдаемые являются неоднозначными квадратичными функциями амплитуд и их фаз.

Проанализированные эксперименты обеспечивают только три независимых уравнения. Их безмодельный анализ невозможен, а следовательно, для фундаментальных выводов пока нет оснований.

К необходимым дополнительным уравнениям приводят эксперименты, в которых измеряются поляризации всех частиц для двух направлений в пространстве: например, в плоскости реакции и перпендикулярно ей. В этой связи требуется выполнить соответствующие теоретические расчеты. Начало положено работой В. Н. Ефимова [28], в которой рассчитана линейная поляризация квантов, испускаемых при захвате поляризованного нейтрона, и показано, что это дает новое независимое уравнение для определения параметра смеси каналов  $x_s$ . Очевидно, что полный опыт, помимо линейной поляризации квантов, должен включать измерение угловых корреляций на поляризованных ядрах. Расширение круга исследуемых ядер и  $\gamma$ -переходов (см. табличные данные для  $I_f$  на с. 1422) также желательно, равно как и проведение измерений с высоким разрешением по энергии  $\gamma$ -квантов.

Авторы благодарны В. П. Алфименкову, Л. Б. Пикельнеру и А. П. Сиротину за решение ряда организационных и технических проблем при осуществлении экспериментов и плодотворные обсуждения. Обсуждения теоретических вопросов с В. Н. Ефимовым, В. И. Фурманом, О. П. Сушковым, П. Митчелом и Дж. Ванхоу во многом способствовали нашему пониманию проблемы, и мы выражаем им глубокую благодарность.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wigner E. P. Gruppentheorie und ihre Anwendung auf die Quantenmechanik der Atmospektren. Braunschweig: Vieweg, 1931; Wigner E. P. Group theory and its application to quantum mechanics of atomic spectra. N.Y.; Lond.: Acad. Press, 1959.
2. Racah G. // Phys. Rev. 1942. Vol. 62. P. 438—462.
3. Racah G. // Phys. Rev. 1943. Vol. 63. P. 367—382.
4. Fano U. // Phys. Rev. 1953. Vol. 90. P. 577—579.
5. Coester F., Jauch J. M. // Helv. Phys. Acta. 1953. Vol. 36. P. 3—15.
6. Biedenharn L. C., Rose M. E. // Rev. Mod. Phys. 1953. Vol. 25. P. 729—777.
7. Simon A. // Phys. Rev. 1953. Vol. 92. P. 1050—1060.
8. Широков М. И. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 1022; Т. 33. С. 975—981.
9. Huby R. // Proc. Phys. Soc. London. 1958. Vol. 72. P. 97—102.
10. Goldfarb L. J. // Nuclear Reactions/Ed. P. M. Endt, M. Demeur. Amsterdam: North-Holland Publ. Comp., 1959. Vol. 1. P. 159.
11. Балдин А. М., Гольданский В. И., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций. М.: Физматгиз, 1959.
12. Ferguson A. J. Angular correlation methods in gamma-ray spectroscopy. Amsterdam: North-Holland Publ. Comp., 1965.
13. Gill R. D. Gamma-ray angular correlations. N.Y.; Lond.: Acad. Press, 1975.
14. Abov Yu. G., Krupchitsky P. A., Oratovsky Yu. A. // Phys. Lett. 1964. Vol. 12. P. 25—26.
15. Крупчицкий П. А. Фундаментальные исследования с поляризованными медленными нейтронами. М.: Энергоатомиздат, 1985; Krupchitsky P. A. Fundamental research with polarized slow neutrons. N.Y.: Springer — Verlag, 1987.
16. Алфименков В. П., Борзаков С. Б., Во Ван Тхуан и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 308—311.
17. Алфименков В. П. // УФН. 1984. Т. 144. вып. 3. С. 361—380.
18. Бирюков С. А., Бондаренко Л. Н., Жуков С. В. и др. // ЯФ. 1987. Т. 45, вып. 6. С. 1511—1514.
18. Masuda Y., Adachi T., Masaike A. e.a. // Nucl. Phys. A. 1988. Vol. 478. P. 737c—741c.
20. Bowman J. D., Bowman C. D., Bush J. E. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. P. 1192—1195.
21. Kabir P. K. // Tests of time reversal invariance in neutron physics/Eds. N. R. Roberson, C. R. Gould, J. D. Bowman. Singapore: World Science, 1987. P. 100.
22. Mitchel G. E., Bilpuch E. G., Shriner J. F. e.a. // Phys. Reports. 1985. Vol. 117. P. 3—74.
23. Nelson R. O., Bilpuch E. G., Mitchel G. E. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1985. Vol. 236. P. 128—141.
24. Самосват Г. С. // ЭЧАЯ. 1986. Т. 17, вып. 4. С. 713—752.
25. McGullagh C. M., Kenny M. J., Chrien R. E. e.a. // Phys. Rev. C. 1979. Vol. 19. P. 539—541.
26. Seyler R. G., Weller H. R. // Phys. Rev. C. 1984. Vol. 30. P. 1146—1152; 1979. Vol. 20. P. 453—458.
27. Sushkov O. P., Flambaum V. V. // Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 435. P. 352—380.
28. Vanhoy J. R., Rilpuch E. G., Shriner J. F. e.a. // Z. Phys. A: Atom. Nucl. 1988. Vol. 331. P. 1—10.
29. Ефимов В. Н. Сообщения ОИЯИ Р4-88-848, Р4-88-528. Дубна, 1988.
30. Зарецкий Д. Ф., Сироткин В. К. // ЯФ. 1990. Т. 52., вып. 2(8). С. 395—401.
31. Carr R. W., Baglin J. E. E. // Nucl. Data Tables A. 1971. Vol. A10. P. 143—204.



32. Laszewski R. M., Holt R. J. // *Atom. Data and Nucl. Data Tables*. 1977. Vol. 19. P. 305—362; 1979. Vol. 23. P. 97—98.
33. Devons S., Hime M. G. // *Proc. Roy. Soc. Lond.* 1949. Vol. 199. P. 73—88.
34. Schlueter D. Y., Krone R. W., Prosser F. W. e.a. // *Nucl. Phys. A*. 1964. Vol. 58. P. 254—272.
35. Ulbricht J., Arnold W., Berg H. e.a. // *Nucl. Phys. A*. 1977. Vol. 287. P. 220—236.
36. Barker F. C., Ferdous N. // *J. Phys. G.: Nucl. Phys.* 1981. Vol. 7. P. 1239—1246.
37. Snover K. A., Ikossi B. G., Adelberger E. G. e.a. // *Phys. Rev. Lett.* 1980. Vol. 44. P. 927—929.
38. Brown J. C., Seyler R. G., Tsin T. L. e.a. // *Phys. Rev. C*. 1985. Vol. 31. P. 1607—1615.
39. Weller H. R., Tilley D. R., Feldman G. e.a. // *TUNL Annual Report*. 1987. Vol. XXVI. P. 36—38.
40. Wang T. R., Haeblerli W., Wissink S. W. e.a. // *Phys. Rev. C*. 1988. Vol. 37. P. 2301—2311.
41. Лушиков В. И., Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л. // *ЯФ*. 1969. Т. 10, вып. 6. С. 1178—1194.
42. Алфименков В. П., Андросов А. В., Иваненко А. И. и др. *Сообщения ОИЯИ* 13-9396. Дубна, 1975.
43. Alfimenkov V. P., Borzakov S. B., Vo Van Thuan e.a. // *Nucl. Phys. A*. 1983. Vol. A398. P. 93—106.
44. Лоунасмаа О. В. // *Принципы и методы получения температур ниже 1 К: Пер. с англ. М.: Мир*, 1977. С. 163.
45. Богдзель А. А., Ишмухаметов М. З., Тишин В. Г. *Сообщения ОИЯИ* 10-8641. Дубна, 1975.
46. Вагов В. А., Новожилов В. Е., Сиротин А. П. *Сообщения ОИЯИ* P10-86-562. Дубна, 1986.
47. Ляпин Д. И. и др. *Сообщения ОИЯИ* P13-89-352. Дубна, 1989.
48. Ской В. Р., Шарапов Э. И. *Сообщения ОИЯИ* P3-90-126. Дубна, 1990.
49. Ляпин Д. И., Саламатин И. М., Сиротин А. П. и др. *Сообщения ОИЯИ* P3-90-125. Дубна, 1990.
50. Алфименков В. П., Борзаков С. Б., Мареев Ю. Д. *Сообщения ОИЯИ* P3-87-117. Дубна, 1987.
51. Алфименков В. П., Борзаков С. Б., Во Ван Тхуан // *Письма в ЖЭТФ*. 1985. Т. 39. С. 346—348.
52. Алфименков В. П., Борзаков С. Б., Мареев Ю. Д. и др. // *Краткие сообщения ОИЯИ* № 10-85. Дубна, 1985. С. 19—25.
53. Алфименков В. П., Борзаков С. Б., Мареев Ю. Д. и др. // *ЯФ*. 1990. Т. 52., вып. 4(10). С. 927—932.
54. Шарапов Э. И. // *V Международная школа по нейтронной физике. ОИЯИ* Д3, 4, 17, 86-747. Дубна, 1987. С. 113—122.
55. Goldstein R. G., Moravchik M. J. // *Nucl. Instrum. and Methods. in Phys. Res. A*. 1985. Vol. 240. P. 43—62.