

НАРУШЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

П.А.Крупчицкий

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Рассмотрены общие черты, свойственные реакциям с поляризованными медленными нейтронами, в которых не сохраняется четность. Описаны методы исследования и установки. Дан обзор результатов для многих ядер и сравнение с теоретическими предсказаниями.

The common features typical for reactions with polarized slow neutrons in which parity is violated are examined. The research methods and instruments are considered. The results for many nuclei and the comparison with theoretical predictions are reviewed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление нарушения пространственной четности в ядерных реакциях было открыто в 1964 г. в реакции радиационного захвата поляризованных нейтронов [1]. С тех пор поляризованные нейтроны широко использовались для исследования нарушения четности.

В обзоре отмечены общие черты, которые типичны для реакций с поляризованными нейтронами:

1. Асимметрия испускания вторичных продуктов реакции по отношению к направлению спинов поляризованных нейтронов.

2. Механизмы динамического и кинематического усиления слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, которые приводят к существенному усилению величины затравочного слабого взаимодействия.

3. Механизм смешивания состояний противоположной четности на стадии компаунд-ядра.

Рассмотрены такие методы исследования нарушения четности в реакциях с поляризованными нейтронами, как измерение анизотропии γ -излучения на выделенных γ -переходах, γ -излучения в интегральном спектре γ -квантов, анизотропии вылета протонов, а также нейтронно-оптические

эффекты — вращение спинов нейтронов, асимметрия пропускания поляризованных тепловых и резонансных нейтронов, P -четные эффекты в p -резонансах. Более полное изложение эффектов нарушения четности в нейтронных p -резонансах сделано в обзоре [2], а P -четных эффектов в p -резонансах — в обзоре [3].

В обзоре затронуты некоторые аспекты теории слабого взаимодействия, которые необходимы для интерпретации исследуемых явлений. Более полное изложение этих вопросов можно найти в монографии [4]. В заключение дана сводка результатов измерений на отдельных ядрах и их сопоставление между собой и с теоретическими предсказаниями.

Эффекты нарушения четности в делении ядер не рассматривались; для их описания требуется самостоятельный обзор.

2. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ

Для того чтобы вычислять эффекты нарушения четности в ядрах, удобно использовать в качестве первого приближения нарушающий четность эффективный одночастичный потенциал. Его можно рассматривать как средний потенциал, действующий на один нуклон вне остова ядра, со стороны остальных нуклонов. Такой одночастичный потенциал слабого взаимодействия нуклона в ядре записывается в виде [5]:

$$V_{pV} \cong G \text{sp } \rho / 2m, \quad (1)$$

где G — универсальная константа слабого взаимодействия (константа Ферми), s , p и m — спин, импульс и масса нуклона, ρ — плотность нуклонов в ядре (в системе единиц $\hbar = c = 1$).

Чтобы оценить значение смешивания состояний с противоположной по знаку четностью в одночастичном приближении, поделим V_{pV} на характерную энергию нуклона в ядре $\omega \cong p^2 / 2m$. Тогда, учитывая, что в ядре $p \cong m_\pi$, $\rho \cong m_\pi^3$ (m_π — масса π -мезона), получаем оценку относительной величины слабого взаимодействия нуклонов в виде безразмерного параметра

$$F \cong V_{pV} / \omega \cong G m_\pi^2 = (10^{-5} / m^2) m_\pi^2 \cong 3 \cdot 10^{-7}. \quad (2)$$

Величина ω может быть оценена как среднее расстояние по энергии ΔE между одночастичными состояниями. Так что $F \cong V_{pV} / \Delta E$.

Поскольку параметр F очень мал, в первых экспериментах по исследованию слабого нуклон-нуклонного взаимодействия необходимо было подобрать такие экспериментальные условия, при которых первоначальное значение F было бы увеличено с помощью того или иного механизма усиления.

Главным механизмом усиления в экспериментах с поляризованными нейтронами является динамическое усиление, вызванное большой плотностью энергетических уровней в составном ядре [6]. Происходит смешивание состояний ядерной системы с противоположными по знаку четностями, но с одинаковыми угловыми моментами. Рассматривая нуклон-нуклонное слабое взаимодействие как возмущение в системе сильно взаимодействующих частиц, находим коэффициент смешивания

$$\alpha = M/D, \quad (3)$$

где $M = \langle j | H_w | i \rangle$ — матричный элемент гамильтониана H_w , смешивающего состояния i и j компаунд-ядра с противоположными по знаку четностями (его принято называть матричным элементом слабого взаимодействия), D — среднее расстояние между уровнями компаунд-ядра. Матричный элемент M связан с одночастичным потенциалом V_{PV} и числом состояний N компаунд-ядра в интервале ΔE :

$$M = \frac{V_{PV}}{\sqrt{N}} = \frac{F\Delta E}{\sqrt{\Delta E/D}}. \quad (4)$$

Следовательно, коэффициент смешивания

$$\alpha = F \sqrt{\Delta E/D}. \quad (5)$$

Величина $R_{\text{дин}} = F \sqrt{\Delta E/D}$ получила название фактора динамического усиления.

Второй механизм усиления — кинематический, он возникает в результате интерференции либо входных, либо выходных каналов реакции захвата нейтрона с образованием составного ядра. Величина фактора кинематического усиления определяется формулой $R_{\text{кин}} = \sqrt{\Gamma_{L'}/\Gamma_L}$, где $\Gamma_{L'}$ — ширина входного (или выходного) канала реакции с нарушением четности, Γ_L — ширина регулярного входного (или выходного) канала реакции без нарушения четности, L и L' — орбитальные моменты входящей (или выходящей) частицы. Полный фактор усиления равен $R = R_{\text{дин}} \cdot R_{\text{кин}}$.

Угловые корреляции вторичных продуктов реакций с участием поляризованных нейтронов содержат три главных члена:

$$w(\mathbf{s}, \mathbf{p}, \mathbf{p}_n) = 1 + a \mathbf{s} \mathbf{p} + a_t \mathbf{s} \mathbf{p}_n + a_{lr} \mathbf{s} (\mathbf{p}_n \times \mathbf{p}), \quad (6)$$

где \mathbf{s} — спин нейтрона, \mathbf{p} — импульс вылетающей частицы, \mathbf{p}_n — импульс налетающего нейтрона (единичные векторы). Второй и третий члены содержат псевдоскалярные величины $\mathbf{s} \mathbf{p}$ и $\mathbf{s} \mathbf{p}_n$, существование которых является признаком нарушения четности.

Корреляция sp проявляется в P -нечетной асимметрии вылета вторичных продуктов реакции:

$$w(\theta) \sim 1 + P_n a \cos \theta, \quad (7)$$

где a — коэффициент P -нечетной асимметрии, θ — угол между направлением спина нейтрона s и импульсом вылетающей частицы p , P_n — степень поляризации нейтронов. Коэффициент a пропорционален коэффициенту смешивания α . Чтобы эта корреляция была максимальной, выбирают геометрию эксперимента, при которой спин s параллелен или антипараллелен импульсу p ($\theta = 0$ или 180°).

Корреляция sp_n проявляется в нейтронно-оптических явлениях, в которых нарушение четности возникает в результате совокупного действия большого числа ядер в веществе и потому получило название когерентного нарушения четности. В случае продольно-поляризованных нейтронов возникает разность $\sigma_t^+ - \sigma_t^-$ сечений для нейтронов, имеющих положительный или отрицательный знак спиральности sp_n . Величина

$$a_t = \frac{\sigma_t^+ - \sigma_t^-}{\sigma_t^+ + \sigma_t^-} \quad (8)$$

называется коэффициентом асимметрии полных сечений σ_t взаимодействия нейтронов противоположных по знаку спиральностей. В случае поперечно-поляризованных нейтронов возникает вращение спина нейтрона s вокруг направления его импульса p_n в веществе.

Корреляция $s(p_n \times p)$ ответственна за лево-правую асимметрию вылета вторичных частиц после захвата поляризованных нейтронов. Это P -четная корреляция. Она обусловлена интерференцией s - и p -волн в амплитудах реакции. Смешивание состояний составного ядра с противоположными по знаку четностями происходит не в результате слабого взаимодействия, а вследствие перекрытия s - и p -волновых нейтронных резонансов [7]. При захвате нейтронов из s - и p -волновых состояний образуются состояния составного ядра, имеющие противоположные по знаку четности. P -четная лево-правая асимметрия имеет вид

$$w(\theta) \sim 1 + P_n a_{lr} \sin \theta, \quad (9)$$

где a_{lr} — коэффициент лево-правой асимметрии, θ — угол между направлением спина нейтрона s и импульсом вылетающей частицы p . Чтобы эта корреляция была максимальной, выбирают геометрию эксперимента, при которой все три вектора s , p_n и p взаимно ортогональны ($\theta = 90^\circ$ или 270°).

Член $s(\mathbf{p}_n \times \mathbf{p})$ является P -четным и T -неинвариантным. Однако его обнаружение в изучаемых реакциях не означает нарушения инвариантности к обращению времени в этих реакциях. Дело в том, что коэффициент a_{lr} содержит множитель $\sin(\delta_s - \delta_p)$, где $\delta_{s(p)}$ — фаза захвата нейтронов ядром в $s(p)$ -состоянии. Этот множитель также меняет знак при обращении времени [8], вследствие чего в целом корреляция (9) T -инвариантна.

3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРОНОВ

3.1. Анизотропия γ -излучения, испускаемого ядрами после захвата поляризованных нейтронов. Основы метода. При захвате поляризованных нейтронов ядрами и испускании ими γ -квантов существенны два механизма усиления P -нечетных эффектов: динамический и кинематический. Поскольку большинство экспериментов выполнены с ядрами средних массовых чисел, произведем оценки для них.

Для ядер с $A \cong 100$ и энергий возбуждения $E \cong 10$ МэВ среднее расстояние между одночастичными состояниями составляет $\Delta E \cong 1$ МэВ, а среднее расстояние между уровнями составного ядра $D \cong 10+100$ эВ. Поэтому фактор динамического усиления $R_{\text{дин}} = \sqrt{\Delta E/D}$ может достигать 100.

Для оценки фактора кинематического усиления вспомним, что в случае (n, γ) -реакций на поляризованных нейтронах происходит интерференция выходных каналов при одном и том же входном, а именно интерференция регулярного ML и нерегулярного \overline{EL} ядерных электромагнитных переходов.

Если составное ядро поляризовано, что осуществляется при захвате ядром поляризованных нейтронов, то возникает асимметрия испускания γ -кванта относительно направления вектора поляризации. Интерференционный член в этом случае пропорционален величине $R_{\text{кин}} = \sqrt{\Gamma(EL)/\Gamma(ML)} = |EL|/|ML|$, где $|EL|$ и $|ML|$ — матричные элементы соответствующих переходов. Согласно одночастичным оценкам $|EL| \sim kr$, где k — волновое число, r — радиус ядра, а $|ML| \sim (v/c)kr$, где v — скорость нуклонов ядер. Поэтому в данном случае $R_{\text{кин}} \cong c/v \cong 10$. Таким образом, для некоторых ядер можно ожидать, что полный фактор усиления достигает $R = R_{\text{дин}} \cdot R_{\text{кин}} \cong 10^3$.

Общая формула для углового распределения γ -квантов должна учитывать все возможные виды корреляций четырех векторов: спина нейтрона \mathbf{s} , импульса нейтрона \mathbf{p}_n , импульса γ -кванта \mathbf{p}_γ и спиральности γ -кванта λ . В общем виде эти корреляции рассмотрены в работе Сушкова и Фламбаума

[9]. Мы выпишем из выражения для сечения (n, γ) -реакции, содержащего 17 членов, только те корреляции, которые реально измеряли в экспериментах (спиральность γ -кванта λ не измерялась):

$$\sigma = \sigma_0 + a(\mathbf{s}\mathbf{p}_\gamma) + a_{fb}(\mathbf{p}_n\mathbf{p}_\gamma) + a_{lr}(\mathbf{s}(\mathbf{p}_n \times \mathbf{p}_\gamma)). \quad (10)$$

В этой формуле отражены как P -нечетные (член с коэффициентом a), так и P -четные угловые корреляции (члены с a_{fb} и a_{lr}). Член с a_{fb} характеризует асимметрию вперед-назад, член с a_{lr} — лево-правую асимметрию. К последнему члену целиком относится замечание относительно T -инвариантности, приведенное в конце разд.2.

Рассмотрим сначала чистый случай P -нечетной корреляции. Угловое распределение в этом случае задается членом $a(\mathbf{s}\mathbf{p}_\gamma)$. Геометрия опыта должна обеспечивать параллельность векторов \mathbf{s} и \mathbf{p}_γ .

Коэффициент P -нечетной асимметрии a определяется экспериментальным следующим образом:

$$a = \frac{N^+ - N^-}{P_n(N^+ + N^-)}, \quad (11)$$

где N^\pm — отсчеты детектора γ -излучения, расположенного по (против) направлению поляризации пучка нейтронов соответственно.

Приведем теоретические формулы для коэффициента асимметрии, которые понадобятся при сравнении экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями. Они получены на основе общей теории угловых корреляций Блин-Стойлом [10].

Рассмотрим сразу случай, когда регулярный переход является чистым ML -переходом, а нерегулярный — $\tilde{E}L$ -переходом.

$$a = 2A\alpha = 2ARF = 2A \frac{M}{D}, \quad (12)$$

где

$$A = \frac{3/4 + I_c(I_c + 1) - I_i(I_i + 1)}{[3I_c(I_c + 1)]^{1/2}} F_1(LLI_f I_c) \quad (13)$$

— спиновый фактор, RF — отношение матричных элементов; I_i, I_c, I_f — спины начального, составного и конечного ядер, коэффициенты $F_1(LLI_f I_c)$, имеющие простую аналитическую форму [11]:

$$F_1(LLI_f I_c) = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{L(L+1) + I_c(I_c+1) - I_f(I_f+1)}{L(L+1)[I_c(I_c+1)]^{1/2}}, \quad (14)$$

протабулированы в [12].

В выражении для коэффициента асимметрии a выделены сомножитель A , зависящий только от характеристик ядра (спины I_p , I_c и I_f) и γ -перехода (мультипольность L), и сомножитель RF , определяющий относительный вклад потенциала слабого нуклон-нуклонного взаимодействия F , умноженный на фактор усиления R .

В последнее время в исследованиях нарушения четности в p -резонансах много внимания уделялось P -четным угловым корреляциям в (n, γ) -реакциях. На эту тему сделаны обзор [3], несколько теоретических работ [13]. P -четные угловые корреляции дают возможность установить квантовые характеристики резонансов и сопоставить P -нечетные эффекты в тепловой и резонансной области энергий нейтронов.

Захват нейтронов в p -резонанс может происходить двумя возможными путями. Орбитальный момент нейтрона $l = 1$ может складываться со спином нейтрона $s = 1/2$, давая полный угловой момент $j = l + s = 3/2$, или из него может вычитаться спин нейтрона, тогда $j = l - s = 1/2$. Ширины этих каналов разные: $\Gamma_{p1/2}$ и $\Gamma_{p3/2}$, а полная ширина равна $\Gamma_p = \Gamma_{p1/2} + \Gamma_{p3/2}$. Параметры смешивания каналов x и y равны

$$x = (\Gamma_{p1/2} / \Gamma_p)^{1/2}; \quad y = (\Gamma_{p3/2} / \Gamma_p)^{1/2}; \quad x^2 + y^2 = 1. \quad (15)$$

Эти величины могут быть определены в экспериментах по измерению P -четной лево-правой асимметрии для поперечно-поляризованных нейтронов, когда все три вектора \mathbf{s} , \mathbf{p}_n и \mathbf{p}_γ взаимно ортогональны (член с a_{lr} в формуле (10)), и асимметрии вперед-назад на неполяризованном пучке, когда \mathbf{p}_n и \mathbf{p}_γ параллельны (член с a_{fb} в формуле (10)).

Лево-правая асимметрия определяется на пучке поперечно-поляризованных нейтронов следующим образом:

$$\epsilon_{lr}(E) = \frac{N^+(E) - N^-(E)}{P_n [N^+(E) + N^-(E)]}, \quad (16)$$

где $N^\pm(E)$ — отсчеты детектора γ -квантов, соответствующие двум направлениям поляризации пучка, E — энергия нейтронов.

Асимметрия вперед-назад измеряется на неполяризованном пучке нейтронов и определяется по формуле:

$$\epsilon_{fb}(\theta, E) = \frac{N(\theta, E) - N(180^\circ - \theta, E)}{N(\theta, E) + N(180^\circ - \theta, E)}, \quad (17)$$

где $N(\theta, E)$ и $N(180^\circ - \theta, E)$ — отсчеты детекторов γ -квантов, расположенных под углами θ и $180^\circ - \theta$ к направлению импульса нейтронов.

И, наконец, еще одна четная корреляция. Это угловая анизотропия p -волновой части сечения $\epsilon_p(\theta, E)$, определяемая как отношение площади

p -резонанса для детектора, установленного под углом 90° к пучку $N_p(90^\circ, E)$, к полусумме площадей этого же резонанса для детекторов, расположенных под углами θ и $180^\circ - \theta$:

$$\varepsilon_p(\theta, E) = \frac{2N_p(90^\circ, E)}{N_p(\theta, E) + N_p(180^\circ - \theta, E)} \quad (18)$$

Измерения P -нечетных эффектов в (\vec{n}, γ) -реакции на выделенных γ -переходах. История обнаружения и исследования P -нечетного эффекта в (\vec{n}, γ) -реакции полна драматизма. Первая попытка была предпринята в работе [14]. Однако интенсивность пучка поляризованных нейтронов была мала для статистически достоверного обнаружения эффекта. Поток на мишень естественного кадмия составлял $2 \cdot 10^4$ нейтр./с.

Первый достоверный результат был получен экспериментаторами Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ, Москва), которые использовали значительно более интенсивный пучок тепловых поляризованных нейтронов, поток которых составлял $(3+4) \cdot 10^7$ нейтр./с.

Еще более интенсивные пучки поляризованных холодных нейтронов с потоком $3 \cdot 10^8 + 10^9$ нейтр./с. использовали в Институте Лауэ — Ланжевена (ILL, Гренобль). Особенностью этих пучков являлось то, что они выходили из жидкодейтериевого источника холодных нейтронов в реакторе и с помощью длинных (80 м) нейтронпроводов транспортировались к экспериментальным установкам. Такие пучки очищены от фона γ -квантов и быстрых нейтронов [4]. Поляризация нейтронов во всех случаях достигала 90%.

Рассмотрим особенности измерений P -нечетных эффектов в (\vec{n}, γ) -реакции на примере установок в ИТЭФ и ILL.

В ИТЭФ измерялась асимметрия вылета γ -квантов по и против направления поляризации пучка нейтронов. С учетом конечных размеров детектора и мишени выражение (7) принимает вид

$$N^\pm = \text{const} (1 \pm P_n a \Omega), \quad (19)$$

где N^\pm — числа отсчетов детекторов γ -излучения для случаев, когда импульс γ -кванта и спин нейтрона параллельны (плюс) и антипараллельны (минус), $\Omega = \cos \theta$ — геометрический фактор, учитывающий конечные размеры детекторов и мишени. Для уменьшения влияния приборной асимметрии, дрейфа электроники и дрейфа потока нейтронов нужно иметь два одновременно работающих, по возможности одинаковых детектирующих канала, расположенных по разные стороны от мишени и регистрирующих отсчеты N^\pm . Такая симметризация установки необходима в экспериментах, в которых измеряется очень малая величина

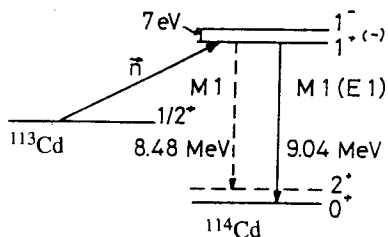


Рис. 1. Часть схемы образования и распада ядра ^{113}Cd

асимметрии. Симметризация появилась уже в первой попытке обнаружения P -нечетной асимметрии в (n,γ) -реакции [14] и с тех пор всегда использовалась в подобных измерениях.

Важным приемом борьбы с нестабильностью потока нейтронов и нестабильностью работы электронного аппарата, примененным впервые в ИТЭФ, было быстрое сравнение эффектов либо на поляризованном и деполяризованном пучках нейтронов, либо на пучках, имеющих противоположные направления поляризации нейтронов.

Для переворота спинов применялся неадиабатический проволочный спин-флиппер Даббса, который переворачивал спины нейтронов 10 раз в секунду (см [4]). Этот прием вместе с использованием двух симметризованных каналов регистрации γ -квантов позволил надежно выделить искомый эффект.

В экспериментах ИТЭФ изучались P -нечетные эффекты на изотопах ^{113}Cd и ^{117}Sn . Схема образования и распада ядра ^{113}Cd показана на рис.1. Схема образования и распада ядра ^{117}Sn очень близка к схеме ^{113}Cd .

Естественная смесь изотопов кадмия является очень удобной для поиска P -нечетной асимметрии. Вклад в (n,γ) -реакцию дает практически один изотоп ^{113}Cd со спином и четностью $I_i^\pi = 1/2^+$. Захват тепловых нейтронов происходит с сечением $\sigma = 2520 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ и обусловлен s -резонансом с $I_c^\pi = 1^+$ при энергии $E_s = 0,178 \text{ эВ}$. Он приводит к образованию возбужденного составного состояния ^{114}Cd с $I_c^\pi = 1^+$. Переход из составного состояния с $I_c^\pi = 1^+$ в основное состояние с характеристикам $I_f^\pi = 0^+$ является $M1$ -переходом с энергией 9,04 МэВ. Плотность уровней в ^{114}Cd при энергии возбуждения 9 МэВ достаточно велика. И, действительно, в 1987 г. в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований (ЛНФ ОИЯИ, Дубна) был обнаружен слабый p -волновой резонанс с

$E_p = 7,0 \text{ эВ}$ и шириной $g \Gamma_p^n = (31 \pm 3) \cdot 10^{-8} \text{ эВ}$ [15]. Здесь $g = \frac{(2I_c + 1)}{2(I_i + 1)}$ —

статистический фактор. Впоследствии в результате измерений P -четных угловых корреляций вблизи этого резонанса был найден его спин и четность $I^\pi = 1^-$ [16]. Этот p -резонанс, смешивающийся с s -волновым резонансом

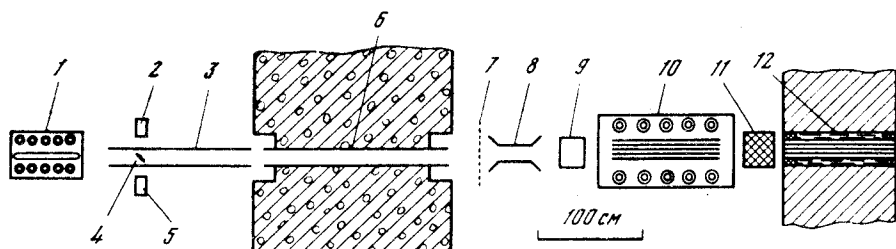


Рис. 2. Схема нейтронного тракта в эксперименте ИТЭФ: 1 — зеркало-анализатор в магните; 2 — детектор первого канала; 3 — магнитопровод; 4 — мишень; 5 — детектор второго канала; 6 — магнитопровод в защитной стене; 7 — проволочный спин-флиппер; 8 — магнит поворота спинов; 9 — магнит с вертикальным полем; 10 — стопка кобальтовых зеркал в магните; 11 — заслонка пучка; 12 — коллиматор в защите реактора

^{113}Cd при $E_s = 0,178$ эВ, обеспечивает условие для существования P -нечетного эффекта в тепловой области энергий.

Вследствие близости резонансов с противоположной четностью возникает динамическое усиление P -нечетного эффекта. Поскольку γ -переход $1^+ \rightarrow 0^+$ является $M1$ -переходом, то нерегулярным должен быть $E1$ -переход. Интерференция $M1-E1$ (интерференция в выходных каналах реакции) приводит к кинематическому усилению эффекта.

Спиновый фактор A , определяемый выражением (13) для рассматриваемого перехода, равен $+1$, т.е. максимально возможному значению. Ближайший по энергии γ -переход из состояния 1^+ в низшее возбужденное состояние 2^+ имеет энергию 8,48 МэВ. Он также является $M1$ -переходом. Но спиновый фактор A в этом случае имеет противоположный знак: $A = -0,5$, вследствие чего знак коэффициента асимметрии a противоположен знаку a для основного перехода $1^+ \rightarrow 0^+$. Уменьшение абсолютного значения спинового фактора A компенсируется большей интенсивностью перехода $1^+ \rightarrow 2^+$, так что если установка, вследствие недостаточного энергетического разрешения, плохо разделяет эти два близких по энергии перехода, то может иметь место вычитание эффектов противоположных знаков.

Эксперименты на кадмии в ИТЭФ были повторены трижды на видоизмененных установках [1,17,18]. Во всех трех экспериментах пучки поляризованных тепловых нейтронов получали на горизонтальном канале тяжеловодного реактора путем отражения от намагниченных кобальтовых зеркал. Методы создания поляризованных пучков нейтронов описаны в монографиях [4,19].

Поперечно-поляризованный пучок нейтронов, пройдя через ряд коллиматоров и магнитопроводов, падал на мишень (рис.2). Испускаемые мишенью γ -кванты регистрировались двумя каналами — сцинтилляционными спектрометрами с кристаллами NaJ(Tl) диаметром 70 и толщиной 100 мм. Вся детектирующая часть установки была отделена от зала реактора толстой бетонной защитой. Рассеянные на мишени нейтроны поглощались слоем ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$. Фотоумножители вместе с кристаллами NaJ(Tl) были защищены от влияния магнитных полей несколькими экранами из стали и пермаллоя и закрыты от фона слоем свинца. Во всех трех экспериментах выделялся один и тот же интервал энергий γ -квантов 8,5÷9,5 МэВ. Подробное описание борьбы с нестабильностями и контрольных экспериментов приведено в [4].

Средневзвешенное значение коэффициента асимметрии a по трем экспериментам с поправками на попадание в измеряемый интервал энергий γ -квантов с энергией 8,48 МэВ, что снижает асимметрию, и на фон от наложения импульсов γ -квантов меньших энергий равно $a = -(4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$.

Некоторое время этот результат находился под подозрением потому, что в аналогичных экспериментах в других институтах асимметрия не была обнаружена. Причиной являлось то, что в этих экспериментах допускали большую примесь γ -перехода с энергией 8,48 МэВ, имеющего асимметрию другого знака. Позднее другая группа ИТЭФ подтвердила результат первых трех экспериментов [20]. Результаты всех измерений коэффициентов асимметрии γ -излучения в реакции (\vec{n}, γ) приведены в табл.1.

Значение коэффициента асимметрии, полученное в ИТЭФ, хорошо согласуется с результатами измерения циркулярной поляризации γ -квантов в той же реакции ${}^{113}\text{Cd}(n, \gamma){}^{114}\text{Cd}$, выполненного на неполяризованном пучке нейтронов группой Гарвардского университета США [21]. Дело в том, что выражение для степени циркулярной поляризации P_γ γ -квантов, возникающих при захвате неполяризованных нейтронов вследствие несохранения P -четности (для чистого γ -перехода), $P_\gamma = 2RF$, отличается от выражения для коэффициента асимметрии (12) только отсутствием спинового фактора A [22]. Следовательно, знак циркулярной поляризации γ -излучения ядра ${}^{114}\text{Cd}$ одинаков для переходов с энергиями 9,04 и 8,48 МэВ. Измеренное значение $P_\gamma = -(6,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$ совпадает с коэффициентом асимметрии a , полученным в ИТЭФ, в пределах точности экспериментов.

На другой установке ИТЭФ измерялась асимметрия γ -излучения в реакции ${}^{117}\text{Sn}(\vec{n}, \gamma){}^{118}\text{Sn}$ [20]. Мишень была из металлического олова, обогащенного изотопом ${}^{117}\text{Sn}$ до 90%. Использовались те же принципы измерения, что и в эксперименте с кадмием. Однако число спектрометров с

Таблица 1. Значения коэффициентов P -нечетной асимметрии a γ -квантов, испускаемых ядрами после захвата поляризованных нейтронов

Реакция	Энергия γ -перехода, МэВ	Характеристики регулярного перехода	a , 10^{-6}	Источник
$^1\text{H}(\vec{n}, \gamma)^2\text{H}$	2,23	$0^+ \xrightarrow{M1} 1^+$	$-0,015 \pm 0,048$	ILL [25]
$^2\text{H}(\vec{n}, \gamma)^3\text{H}$	6,24	$3/2^+, 1/2^+ \xrightarrow{M1} 1/2^+$	$(4,2 \pm 3,9)(1 \pm 0,15)$	ILL [27]
$^{35}\text{Cl}(\vec{n}, \gamma)^{36}\text{Cl}$	8,58 интегральный спектр	$2^- \xrightarrow{M1+E2} 2^+$	157 ± 53	ILL [28]
			$-27,8 \pm 4,9$	ПИЯФ [33]
	интегральный спектр		$-21,2 \pm 1,7$	ILL [28]
$^{57}\text{Fe}(\vec{n}, \gamma)^{58}\text{Fe}$	интегральный спектр		$4,04 \pm 0,83$	ПИЯФ [34]
$^{79,81}\text{Br}(\vec{n}, \gamma)^{80,82}\text{Br}$	интегральный спектр		$-19,5 \pm 1,6$	ПИЯФ [33]
$^{113}\text{Cd}(\vec{n}, \gamma)^{114}\text{Cd}$	9,04 интегральный спектр	$1^+ \xrightarrow{M1} 0^+$	410 ± 80	ИТЭФ [1,17,18,22]
			-500 ± 120	ИТЭФ [20]
			$-1,64 \pm 0,36$	ПИЯФ [34]
$^{117}\text{Sn}(\vec{n}, \gamma)^{118}\text{Sn}$	9,31 интегральный спектр	$1^+ \xrightarrow{M1} 0^+$	810 ± 130	ИТЭФ [20]
			440 ± 60	ILL [29]
			970 ± 130	ПИЯФ [30]
			$2,4 \pm 1,6$	ПИЯФ [33]
$^{139}\text{La}(\vec{n}, \gamma)^{140}\text{La}$	интегральный спектр		$-17,8 \pm 2,2$	ПИЯФ [33]
$^{207}\text{Pb}(\vec{n}, \gamma)^{208}\text{Pb}$	7,37	$1^\pm \xrightarrow{E1} 0^+$	$-8,9 \pm 5,1$	ИТЭФ [35]

кристаллами NaJ(Tl) было увеличено до четырех. Они были расположены по обе стороны от мишени и составляли друг с другом углы $22,5^\circ$ и $157,5^\circ$. Импульсы с детекторов формировались, дискриминировались по энергии и регистрировались двумя группами пересчетных схем (в зависимости от направления поляризации нейтронов). Вектор поляризации переворачивался каждую секунду стохастическим образом. Также стохастически после каждой экспозиции производилось взаимное переключение электронных трак-

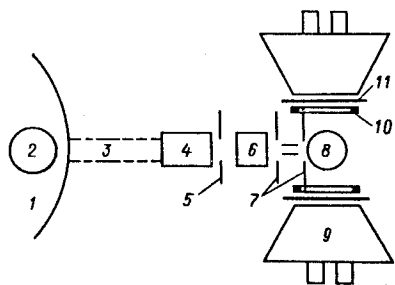


Рис. 3. Схема экспериментов ИЛЛ для исследования асимметрии γ -излучения в радиационном захвате поляризованных нейтронов протонами: 1 — реактор; 2 — жидкодейтериевый замедлитель; 3 — нейтронный канал; 4 — поляризатор; 5 — свинцовая защита; 6 — спин-флиппер; 7 — коллиматоры; 8 — параводородная мишень; 9 — жидкий скintиллятор; 10 — катушка, создающая постоянное поле; 11 — мягкое железо

тов регистрации. Измерения на поляризованном пучке чередовались с измерениями на деполаризованном пучке каждые 16 минут.

Значение коэффициента асимметрии a со всеми поправками получилось равным $a = (8,1 \pm 1,3) \cdot 10^{-4}$.

Во всех экспериментах такого типа было необходимо сделать большое число контрольных экспериментов, призванных доказать, что измеренные коэффициенты асимметрии действительно отображают искомое физическое явление. Для этого исследовалась асимметрия углового распределения γ -квантов, испускаемых мишенями в других, отличных от исследуемого, диапазонах энергий, где эффект должен быть значительно подавлен. Ставились эксперименты с другими ядрами, у которых P -нечетные эффекты на исследуемом уровне точности не должны были наблюдаться. И в первом, и во втором случае отсутствовало кинематическое усиление.

Выполнялись контрольные эксперименты на влияние P -четной лево-правой асимметрии, т.е. члена $a_{lr} \mathbf{s}(\mathbf{p}_n \times \mathbf{p}_\gamma)$ из формулы (10). Для этого спины нейтронов поворачивались из горизонтальной плоскости в вертикальную, так что все три вектора \mathbf{s} , \mathbf{p}_n и \mathbf{p}_γ были взаимно ортогональны (см. разд.2). В основных экспериментах векторы спинов \mathbf{s} и импульса γ -квантов \mathbf{p}_γ параллельны (или антипараллельны). Поэтому не должно быть такой корреляции в идеальном случае. Однако отличие реальной геометрии эксперимента от идеальной могло сказаться на результатах. Контрольный эксперимент показал отсутствие такой лево-правой асимметрии в области энергий тепловых нейтронов на уровне точности эксперимента.

В Институте Лауэ — Ланжевена (Гренобль) в разные годы, начиная с 1977 г., выполнено несколько работ по измерению P -нечетной асимметрии в (\bar{n}, γ) -реакциях. Изучались эффекты на легких ядрах — протонах и дейтронах, а также на ядрах ^{35}Cl и ^{117}Sn . В качестве поляризаторов нейтронов служили либо перпендикулярные намагниченные зеркала, либо намагниченные суперзеркала Мезея (см. [4]). Для переворота спинов нейтронов использо-

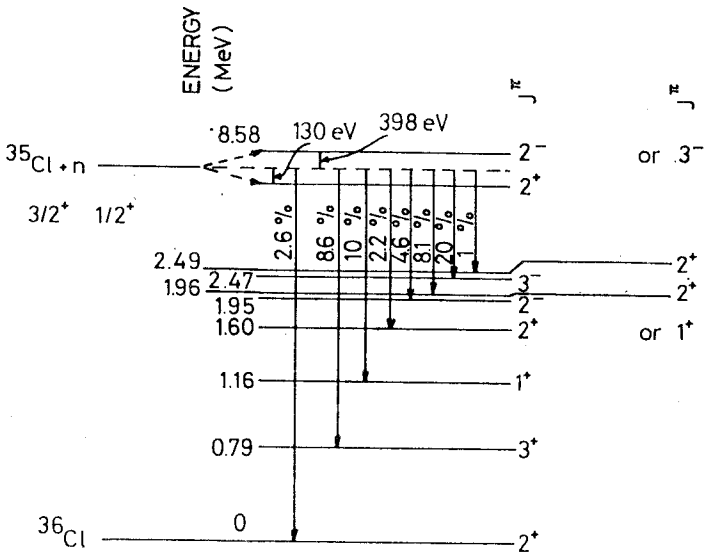
вались либо спин-флипперы аксиальной геометрии [23], либо токовый фольговый спин-флиппер Даббса (см. [4]), переворачивающие спины нейтронов один раз в секунду.

Установка показана на рис.3 [24]. В экспериментах с водородом в качестве мишени использовался жидкий параводород (для предотвращения деполаризации нейтронов при рассеянии их на ортоводороде), находящийся в криостате объемом 23 л. В такой мишени захватывалась половина всех падающих нейтронов. Образовывались γ -кванты с энергией 2,23 МэВ. В качестве детекторов γ -излучения использовались два жидкосцинтилляционных детектора объемом 0,5 м³, каждый из которых просматривался четырьмя фотоумножителями. Применялась техника интегрального съема информации. Ток с фотоумножителей интегрировался в течение 0,17 с, преобразовывался в цифровой код и записывался на магнитную ленту.

В докладе Вильсона [25] приводится подробное описание борьбы с систематическими погрешностями, необходимой для того, чтобы добиться точности в коэффициенте асимметрии $\cong 10^{-8}$, требуемой теоретическими предсказаниями. Она включала применение двух идентичных детекторов, расположенных по и против направления спинов нейтронов, использование второго спин-флиппера с частотой переключения один раз в 27 с, борьбу с наводками от переключения тока в спин-флиппере. В качестве контрольного выполнен эксперимент, когда источником γ -излучения был ⁶⁰Со.

Результат первого эксперимента (1977 г.) $a = (6 \pm 21) \cdot 10^{-8}$ [24] имел ошибку, намного превосходящую значение теоретического предсказания эффекта $a_{\text{теор}} \cong 5 \cdot 10^{-8}$ [26]. Во втором эксперименте, описанном в докладе Вильсона [25], ошибка была уменьшена в несколько раз, но все еще велика: $a = -(1,5 \pm 4,8) \cdot 10^{-8}$.

P-нечетная асимметрия в реакции $\bar{n} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + \gamma$ измерялась в работе [27]. Эксперимент был поставлен на том же самом пучке холодных поляризованных нейтронов. Мишень представляла собой ячейку с тяжелой водой D₂O ($D/H \cong 99,95\%$) размером $8 \times 7 \times 6,5$ см³ при комнатной температуре. Детекторами γ -квантов с энергией 6,24 МэВ служили кристаллы NaJ(Tl) диаметром 23 см и толщиной 12 см. Они были заключены в антимагнитный экран и поддерживались при постоянной температуре $20 \pm 0,2^\circ\text{C}$. Трудность подобного эксперимента состояла в том, что сечение реакции $nd \rightarrow r\gamma$ (0,6 мб при тепловой энергии нейтронов) в 500 раз меньше сечения реакции $np \rightarrow d\gamma$. В то же время это давало надежду на усиление *P*-нечетного вклада в эту реакцию. Применялась сложная последовательность переворотов спинов из 32 позиций в течение 27 с, призванная уменьшить флуктуации электроники. Калибровка детекторов производилась по γ -линии от реакции $np \rightarrow d\gamma$. Делались поправки на деполаризацию ней-

Рис. 4. Часть схемы образования и распада ядра ^{36}Cl

тронов при рассеянии на D_2O (сечение рассеяния $\cong 21$ б), на средний $\cos \theta$, на наложение импульсов. Проводились контрольные эксперименты в других диапазонах энергий γ -квантов, измерялась асимметрия от фольг ^{117}Sn вместо тяжелой воды, асимметрия от источника ^{60}Co и ряд других. Результат представлен авторами в виде

$$a = (4,2 \pm 3,9)(1 \pm 0,15) \cdot 10^{-6},$$

где в скобках заключен масштабный множитель. Результат на одно стандартное отклонение больше предсказанного либо по модели Кабиббо, либо по калибровочной теории слабых взаимодействий, которые дают [25,26]

$$a_{\text{теор}} \cong (0,5+1) \cdot 10^{-6}.$$

На подобном же пучке в ILL измерена асимметрия в реакции $^{35}\text{Cl}(\vec{n}, \gamma)^{36}\text{Cl}$ [28]. Мишенью служила соль NaCl размером $1 \times 2 \times 3$ см. Схема распада ядра ^{36}Cl приведена на рис.4. Энергия основного γ -перехода равна 8,58 МэВ. Для его детектирования применялись два кристалла NaI(Tl) диаметром и толщиной 12 см, расположенные по обе стороны от мишени.

В этом ядре, так же, как и в ^{113}Cd , можно указать, какие уровни составного ядра смешиваются слабым взаимодействием и каково расстояние D

между ними. Смешиваются уровни 2^- (p -резонанс при энергии $E_p = 398$ эВ) и 2^+ (s -резонанс при энергии $E_s = -130$ эВ). Следовательно, $D = 528$ эВ.

Проводились контрольные эксперименты с деполяризованным пучком нейтронов, с уменьшенным потоком нейтронов и с источником ^{60}Co . Измеренный коэффициент асимметрии $a = (1,57 \pm 0,53) \cdot 10^{-4}$.

И, наконец, в ИЛЛ изучалась та же реакция $^{117}\text{Sn}(\vec{n}, \gamma)^{118}\text{Sn}$, что и в ИТЭФ [29]. В качестве детекторов применялись два кристалла NaJ(Tl) диаметром и толщиной 7,6 см, расположенные по обе стороны от мишени.

Были проведены контрольные эксперименты в отличном от исследуемого диапазоне энергий γ -квантов, с повернутым на 90° вектором поляризации нейтронов, с деполяризованным пучком нейтронов, а также с источником ^{60}Co .

Измеренный коэффициент асимметрии $a = (4,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$ отличается вне пределов ошибок экспериментов от измеренного в ИТЭФ [20].

В последнее время в Петербургском институте ядерной физики им. Константинова (ПИЯФ) создана установка для измерения P -нечетной асимметрии в (\vec{n}, γ) -реакции, в которой детекторами γ -излучения являются кристаллы Ge(Li) , а не традиционные NaJ(Tl) . Это позволяет улучшить энергетическое разрешение и измерять эффекты не на одном основном переходе, обладающем наибольшей энергией, а на нескольких разрешенных γ -переходах, имеющих меньшую энергию. В частности, для коэффициента асимметрии в реакции $^{117}\text{Sn}(\vec{n}, \gamma)^{118}\text{Sn}$ для γ -квантов с энергией $E_\gamma = 9,31$ МэВ получено значение $a = (9,7 \pm 1,3) \cdot 10^{-4}$ [30], подтверждающее данные ИТЭФ.

Измерения P -нечетных эффектов в (\vec{n}, γ) -реакции в интегральном спектре γ -квантов. Интегральный метод регистрации больших потоков частиц применяется там, где счетная методика не обеспечивает нужных скоростей счета из-за недостаточного временного разрешения импульсов. Интегральный метод был впервые предложен Лобашевым [31] и применен в ПИЯФ для измерения циркулярной поляризации γ -квантов, испускаемых неполяризованными ядрами [32].

Уже в экспериментах ИЛЛ по измерению асимметрии γ -излучения в (n, γ) -реакции на протоне применялась техника интегрального съема информации [24]. Однако, поскольку энергии γ -квантов в реакции на протоне являются монохроматическими, то интегральный съем информации не представлял здесь чего-то нового и нужен был только потому, что разрешить большое количество γ -квантов счетной методикой было невозможно.

В работах ПИЯФ интегральный съем информации представлял собой новый подход в исследовании P -нечетных эффектов на нейтронах. Исследования P -нечетных эффектов на выделенных линиях в (n, γ) -реакциях на сложных ядрах наталкивались на серьезные трудности, связанные с необходимостью выделять фотопики из очень сложного γ -спектра. Поэтому наблюдались лишь единичные случаи P -нечетных эффектов на выделенных линиях, перечисленных выше. Время набора статистики в этих случаях составляет несколько месяцев. Казалось мало реальным ожидать заметных эффектов для большинства ядер, поскольку в высокоэнергетической области спектра в (n, γ) -реакциях преобладают регулярные $E1$ -переходы, для которых нет кинематического усиления. Казалось, что усреднение по многим γ -переходам должно сильно уменьшить эффект.

Эта точка зрения была успешно опровергнута в экспериментах ПИЯФ на тепловых поляризованных нейтронах [33]. Установка ПИЯФ, расположенная на горизонтальном канале реактора ВВР-М, показана на рис.5. Одновременно на этой установке измерялись P -нечетные эффекты в полном и радиационном сечениях взаимодействия нейтронов на ядрах, о чем речь пойдет ниже.

Для исследования P -нечетной асимметрии в интегральном спектре γ -квантов мишени ^{35}Cl , Вг, ^{117}Sn и ^{139}La в контейнерах из ^6LiF помещались между кольцами Гельмгольца, плоскости которых были перпендикулярны импульсу γ -квантов (не показаны на рис.5). На мишени падали тепловые поляризованные нейтроны, прошедшие адиабатический высокочастотный спин-флиппер (см. [4]). Переворот поляризации осуществлялся один раз в 2 с. Степень поляризации пучка $P_n = 95\%$. Детекторами γ -квантов служили кристаллы NaI(Tl) диаметром 150 мм и толщиной 100 мм, размещавшиеся по обе стороны от мишеней. Таким образом осуществлялась конфигурация, когда спины нейтронов s параллельны импульсам γ -квантов p_γ , необходимая для наблюдения псевдоскалярной величины sp_n .

Выходные сигналы фотоумножителей поступали на вход дифференциального усилителя, интегрировались за время индивидуального измерения (2 с), инвертировались в цифровой код и записывались для последующего анализа. Так как P -нечетные эффекты на детекторах были противоположны по знаку, то разностный эффект содержал удвоенное значение эффекта, а все флуктуации нейтронного потока уничтожались. В другом варианте на второй вход дифференциального усилителя подавался сигнал монитора нейтронного пучка с установки, расположенной в более интенсивном потоке нейтронов того же реактора. Таким образом производилась компенсация флуктуаций мощности реактора.

Измерения P -нечетных асимметрий в интегральном спектре ядер Fe и Cd (естественные смеси изотопов) проводились на пучке поляризованных

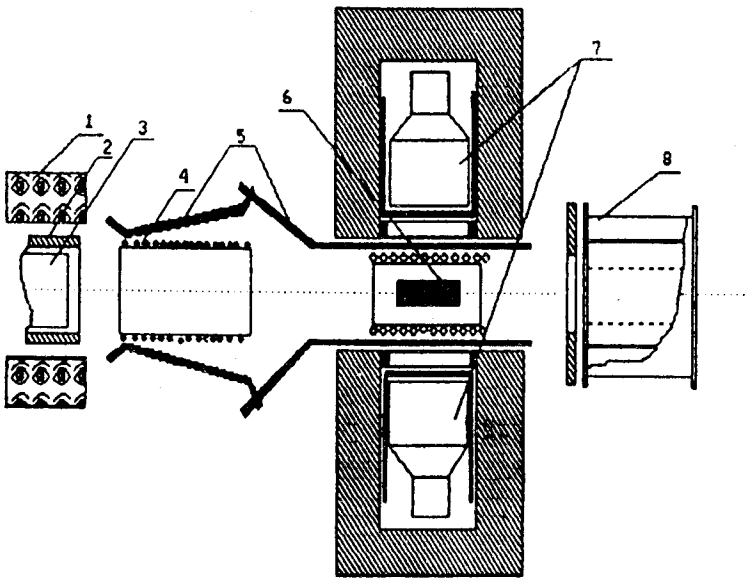


Рис. 5. Схема экспериментальной установки ПИЯФ для одновременного измерения эффектов асимметрии в интегральном спектре γ -квантов и в полном и радиационном сечениях: 1 — блоки защиты; 2 — магниты нейтроновода; 3 — нейтроновод; 4, 5 — ведущие магнитные и высокочастотные поля; 6 — мишень; 7 — детекторы γ -излучения; 8 — детектор нейтронов

нейтронов в вертикальном канале реактора [34]. Поток поляризованных нейтронов со степенью поляризации $P_n = 80\%$ достигал 10^9 нейтр./с. Мишени из Fe и Cd помещались в контейнерах из ${}^6\text{LiF}$. Спин-флиппер и электронная аппаратура аналогичны примененной на горизонтальном канале реактора.

В ILL [28], наряду с измерением P -нечетного эффекта на основном переходе в реакции ${}^{35}\text{Cl}(\vec{n}, \gamma){}^{36}\text{Cl}$, измерялся P -нечетный эффект в интегральном спектре той же реакции. Пучок в этом случае был гораздо более интенсивным, поэтому не было возможности выделить γ -линию основного перехода. Применялись жидкосцинтилляционные детекторы γ -квантов. Проведен контрольный эксперимент с деполаризованным пучком.

Результаты измерений P -нечетных эффектов в интегральном спектре γ -квантов приведены в табл. 1 с пометкой «интегральный спектр».

В ИТЭФ проведено исследование нарушения четности в реакции $^{207}\text{Pb}(\vec{n},\gamma)^{208}\text{Pb}$ [35]. Интерес к этой реакции возник потому, что результат исследования может оказаться решающим для выбора между компаунд-ядерным и валентным механизмами смешивания состояний с противоположной по знаку четностью. О теоретическом аспекте этой проблемы будет сказано ниже. Сейчас только отметим, что, поскольку в спектре (n,γ) -реакции на ядре ^{207}Pb доминирует одна γ -линия — основной переход, интенсивность которой по крайней мере на три порядка больше интенсивностей остальных γ -линий, то можно применить интегральный метод регистрации γ -квантов.

Работа выполнена на пучке тепловых поляризованных нейтронов реактора ИТЭФ в той же геометрии, что и серия работ на кадмии. Свинцовая мишень с сечением $1,5 \times 9$ см и толщиной 2,5 см обогащена изотопом ^{207}Pb до 87,3%. Поскольку сечение рассеяния составляет 92% от полного сечения взаимодействия тепловых нейтронов с ядром ^{207}Pb , то для уменьшения фона от рассеянных нейтронов перед кристаллами NaI(Tl) ставились литиевые ($^6\text{Li}_2\text{CO}_3$) экраны, которые поглощали 99% рассеянных нейтронов. Фон составляли γ -кванты прямого пучка, γ -кванты, рассеянные на мишени и γ -кванты от (n,γ) -реакций в детекторах и конструкционных материалах. Общий фон составлял $\cong 10\%$ от полной загрузки детекторов. Контрольным экспериментом являлось измерение P -нечетной асимметрии испускания γ -квантов в интегральном спектре реакции $^{35}\text{Cl}(\vec{n},\gamma)^{36}\text{Cl}$.

Измеренный коэффициент асимметрии $a = -(0,89 \pm 0,53) \cdot 10^{-5}$, что определяло верхний предел P -нечетной асимметрии $a \leq 1,7 \cdot 10^{-5}$ на 90% уровне достоверности.

3.2. Анизотропия протонов в (\vec{n}, p) -реакции. Основы метода. В работе [36] было предложено новое направление в исследовании нарушения пространственной четности в ядерных взаимодействиях, а именно исследования анизотропии α -частиц и других легких ядер, испускаемых из ядер после захвата поляризованных нейтронов. Ряд работ на эту тему, выполненных в ПИЯФ и ИТЭФ [37—40], не дал положительных результатов. Были, однако, обнаружены значительные P -четные эффекты лево-правой асимметрии [37,38].

Впервые P -нечетный эффект в реакции с вылетом протонов был обнаружен в реакции $^{35}\text{Cl}(\vec{n},\gamma)^{35}\text{S}$ в работе ПИЯФ и ЛНФ ОИЯИ [41]. В этой же работе были обнаружены P -четные эффекты лево-правой асимметрии в предыдущей реакции и в реакции $^{14}\text{N}(\vec{n}, p)^{14}\text{C}$. Таким образом, в этих реакциях проявляются P -нечетная корреляция $s\mathbf{p}_p$ и P -четная лево-правая асимметрия $s(\mathbf{p}_n \times \mathbf{p}_p)$, где \mathbf{s} и \mathbf{p}_n — спин и импульс налетающего нейтрона, \mathbf{p}_p — импульс вылетающего протона (см. (6)).

Общая формула для коэффициента P -нечетной асимметрии записывается следующим образом:

$$a = \frac{M}{E_p} \left(\frac{\Gamma_p^p}{\Gamma_s^p} \right)^{1/2} (x^p - y^p) \cos \Delta \varphi_{sp}, \quad (20)$$

а для коэффициента P -четной лево-правой асимметрии

$$a_{lr} = \frac{E_s}{E_p} \left(\frac{\Gamma_p^p \Gamma_p^n}{\Gamma_s^p \Gamma_s^n} \right)^{1/2} (x^p - y^p) \left(x^n + \frac{y^n}{2} \right) \sin \Delta \varphi_{sp}, \quad (21)$$

где M — матричный элемент слабого взаимодействия; Γ_s^p и Γ_p^p — протонные ширины s - и p -резонансов, Γ_s^n и Γ_p^n — нейтронные ширины s - и p -резонансов; $\Delta \varphi_{sp}$ — разность фаз кулоновского взаимодействия в s - и p -состояниях; x^p , x^n , y^p и y^n — параметры смешивания каналов с полным угловым моментом $j = l - s = 1/2$ и $j = l + s = 3/2$:

$$x^{p(n)} = \left(\frac{\Gamma_p^{p(n)}}{\Gamma_p^{p(n)1/2}} \right)^{1/2}; \quad y^{p(n)} = \left(\frac{\Gamma_p^{p(n)}}{\Gamma_p^{p(n)3/2}} \right)^{1/2};$$

$$(x^{p(n)})^2 + (y^{p(n)})^2 = 1; \quad (22)$$

$$\Delta \varphi_{sp} = \varphi_p - \varphi_s = \text{arctg} (Ze^2/hv_p).$$

Измерения. Измерения проводились на горизонтальном пучке поляризованных тепловых нейтронов реактора ВВР-М ПИЯФ. Поток на мишень нейтронов с поляризацией $P_n = 96\%$ составлял $6 \cdot 10^7$ нейтр./с. С помощью адиабатического спин-флиппера (см. [4]) направление спинов реверсировалось каждые 2,8 с. Протоны с энергией $E_p = 0,6$ МэВ из реакции $^{35}\text{Cl}(\vec{n}, p)^{35}\text{S}$ регистрировались с помощью сдвоенной пропорциональной камеры с сеткой, позволявшей создать нечувствительный газовый промежуток для коллимации протонов. Мишени размером 110×7 см напылялись солями BaCl_2 или AlN толщиной 2 мг/см^2 . Использовался счетный метод регистрации импульсов протонов. Коэффициенты корреляции оказались равными

$$a = -(1,51 \pm 0,34) \cdot 10^{-4},$$

$$a_{lr} = -(2,40 \pm 0,43) \cdot 10^{-4}$$

для реакции $^{35}\text{Cl}(\vec{n}, p)^{35}\text{S}$ и

$$a_{lr} = (0,66 \pm 0,18) \cdot 10^{-4}$$

для реакции $^{14}\text{N}(\vec{n}, p)^{14}\text{C}$.

3.3. Эффекты нарушения четности в нейтронно-оптических явлениях. Основы метода. Когерентные эффекты, обусловленные P -нечетным слабым взаимодействием нейтронов с веществом мишеней, возникают вследствие неодинаковости показателей преломления в веществе нейтронных волн, имеющих различные спиновые состояния. Выражение для показателя преломления содержит когерентную длину рассеяния нейтронов на связанных ядрах $b_N = -f(0)$ [42]:

$$n = 1 - (\lambda^2 N / 2\pi) b_N = 1 + (2\pi/p^2) N f(0). \quad (23)$$

В (23) положили $\hbar = c = 1$; N — число рассеивающих ядер в 1 см^3 ; p — импульс нейтронов; $f(0)$ — когерентная амплитуда рассеяния нейтронов вперед. Как известно [42], для медленных нейтронов рассеяние изотропно, и когерентная амплитуда рассеяния нейтронов f не зависит от угла: $f(0) = f$.

С учетом слабого взаимодействия когерентную амплитуду рассеяния следует представить состоящей из двух частей:

$$f = f_{PC} + f_{PNC}, \quad (24)$$

где f_{PC} — сохраняющая четность часть амплитуды,

$$f_{PNC} = G' \text{sp} \quad (25)$$

— небольшая, не сохраняющая четность добавка к амплитуде, знак которой зависит от спиральности нейтрона. Спиральность нейтрона по определению положительна, если $\text{sp} > 0$, и отрицательна, если $\text{sp} < 0$. Величина G' — комплексная постоянная, по абсолютному значению порядка константы слабого взаимодействия G .

Нейтронная волна, пройдя расстояние l в мишени, приобретает фазу $\Delta = \text{Re}(pnl)$. Состояния с противоположной по знаку спиральностью, приобретают разность фаз:

$$\Delta_+ - \Delta_- = \text{Re} [p(n_+ - n_-)l] = (2\pi/p) l N \text{Re} (f_+ - f_-), \quad (26)$$

где знаки плюс и минус соответствуют двум спиральностям нейтрона.

У поперечно-поляризованных нейтронов вектор поляризации поворачивается вокруг импульса на угол

$$\Phi_{PNC} = -(\Delta_+ - \Delta_-) = -4\pi l N \text{Re} G'. \quad (27)$$

Угол поворота спина на единицу длины мишени обозначим

$$\Delta\varphi = \varphi_{PNC}/l.$$

В то же время мнимая часть амплитуды f_{PNC} связана с помощью оптической теоремы $\sigma_t = (4\pi/p) \operatorname{Im} f(0)$ с разностью полных сечений $\Delta\sigma_t$ для двух состояний нейтронов с противоположными по знаку спиральностями:

$$\Delta\sigma_t = \sigma_t^+ - \sigma_t^- = (4\pi/p) \operatorname{Im}(f_+ - f_-) = 8\pi \operatorname{Im} G'. \quad (28)$$

В экспериментах с продольно-поляризованными нейтронами измерялись три физические величины, которые необходимо связать между собой, а также с углом поворота спинов поперечно-поляризованных нейтронов.

Во-первых, это коэффициент асимметрии пропускания

$$\varepsilon = (N^+ - N^-)/P_n(N^+ + N^-), \quad (29)$$

где N^\pm — скорости счета (или значения интенсивностей пучка) нейтронов противоположных спиральностей, прошедших через мишень.

Во-вторых, это коэффициент асимметрии полных сечений взаимодействия нейтронов противоположных спиральностей

$$a_t = (\sigma_t^+ - \sigma_t^-)/(\sigma_t^+ + \sigma_t^-) \equiv \Delta\sigma_t/2\sigma_t, \quad (30)$$

Так как обычно $n\Delta\sigma_t \ll 1$, где n — толщина мишени [ядро/см²], имеем

$$\varepsilon = -\operatorname{th}(n \Delta\sigma_t/2) \approx -n\sigma_t a_t = -a_t l/\lambda, \quad (31)$$

где l — длина мишени; $\lambda = 1/n\sigma_t$ — средняя длина свободного пробега нейтронов в мишени.

В-третьих, измерялся коэффициент асимметрии сечений радиационного захвата σ_γ нейтронов противоположных спиральностей:

$$a_\gamma = (\sigma_\gamma^+ - \sigma_\gamma^-)/(\sigma_\gamma^+ + \sigma_\gamma^-). \quad (32)$$

Впервые подобные исследования были предложены Мишелем в 1964 г. [43], который показал, что при пропускании поперечно-поляризованных пучков нейтронов можно обнаружить вращение спинов нейтронов вокруг направления их импульса в веществе. Однако эффекты в чистом виде очень малы, поэтому необходимо было найти механизм их усиления. Форте за-

метил, что эффекты должны быть усилены вблизи одночастичного p -волнового резонанса [44], и предложил эксперимент по измерению угла поворота спинов нейтронов в мишени ^{124}Sn , у ядер которой имеется p -волновой резонанс при энергии 62 эВ.

Первый эксперимент по наблюдению вращения вектора поляризации был завершен в ИЛЛ в 1980 г. [45]. Результаты его оказались неожиданными. Для ядра ^{124}Sn вращение спина не было обнаружено, а в контрольном эксперименте с мишенью из естественной смеси изотопов олова проявился сравнительно большой поворот спинов. Авторы заменили мишень ^{124}Sn мишенью ^{117}Sn , у ядер которой ранее была обнаружена большая P -нечетная асимметрия испускания γ -квантов [20,29]. Поворот спина оказался большим. Для этого же ядра была обнаружена предсказанная Форте асимметрия пропускания продольно-поляризованных нейтронов противоположных спиральностей.

Большие эффекты для ядра ^{117}Sn вызвали у Стодольского желание объяснить их совершенно новыми слабыми силами [46]. Однако выяснение роли резонансных эффектов в когерентном нарушении четности позволило правильно понять влияние факторов усиления и объяснить большую величину наблюдаемых эффектов. Впервые на возможность кинематического усиления эффектов нарушения P -четности вблизи p -волнового резонанса указали Карманов и Лобов [47]. Форте рассмотрел этот вопрос вновь [48]. Фактор кинематического усиления типа $(\Gamma_s^n/\Gamma_p^n)^{1/2}$ возникал при учете интерференции входных s - и p -каналов при одном и том же выходном канале (см. разд.2). Здесь Γ_s^n и Γ_p^n — нейтронные ширины s - и p -резонансов. При малых энергиях $(\Gamma_s^n/\Gamma_p^n)^{1/2} \cong 1/pr$, где r — радиус ядра, так что для ядер с $A \cong 100$ и энергий нейтронов порядка $1+10$ эВ этот фактор усиления достигает $10+10^3$. Кинематическое усиление в этом случае отражает разницу в проницаемости s - и p -волн для нейтронов, падающих на ядро.

Сушков и Фламбаум [5] обратили внимание на то, что в работе [48] эффекты когерентного нарушения четности объяснялись взаимодействием нейтронов с P -нечетным потенциалом ядра, т.е. ядро рассматривалось как частица, не имеющая внутренних степеней свободы. Виртуальное возбуждение составного ядра должно приводить к фактору динамического усиления $(\Delta E/D)^{1/2}$, где $\Delta E \cong 1$ МэВ — среднее расстояние между одночастичными состояниями, $D \cong 1+10$ эВ — среднее расстояние между уровнями составного ядра. Этот фактор имеет значение порядка 10^2+10^3 .

Такой подход к роли резонансных эффектов получил название модели смешивающихся составных состояний (см. обзор [49]). Согласно этой модели вблизи p -волновых резонансов разность полных сечений взаимо-

действия нейтронов противоположных спиральностей удобно представить в виде

$$\Delta \sigma_t = 2P(E) \sigma_t(E), \quad (33)$$

где

$$P(E) = 2\alpha \sqrt{\Gamma_s^n(E) / \Gamma_p^n(E)}. \quad (34)$$

В этой формуле предполагается, что $\Gamma_p^n = \Gamma_{p1/2}^n$, т.е. что $\Gamma_{p3/2}^n = 0$ и $x = 1$, $y = 0$ (см. выше).

Более полная формула содержит [5]:

$$\sqrt{\frac{\Gamma_s^n \Gamma_{p1/2}^n}{\Gamma_p^n \Gamma_p^n}}.$$

В формуле (34) α — коэффициент смешивания уровней по четности (см. разд.2), $\sigma_t(E)$ — брейт-вигнеровское сечение вблизи p -резонанса. Вблизи него значение $P(E)$ практически постоянно и равно $P(E_p)$ при энергии p -резонанса E_p . Легко видеть, что $P(E_p)$ играет роль коэффициента асимметрии в резонансе $a_t(E_p)$.

Приведем формулу, по которой сопоставляются коэффициенты асимметрии пропускания для одного и того же ядра, но при тепловой E_{th} и резонансной E_p энергиях:

$$a_t(E_{th})/P(E_p) = [\sigma_t(E_p)/\sigma_t(E_{th})](\Gamma_p/2E_p)^2. \quad (35)$$

Для сопоставления результатов по повороту спинов и асимметрии полных сечений приведем связь угла поворота $\Delta\phi$ с $\Delta\sigma_t$:

$$\Delta\phi = N\Delta\sigma_t(E - E_p)/\Gamma_p. \quad (36)$$

В формулах (35) и (36) Γ_p — полная ширина p -резонанса.

Стодольский [50] проанализировал вклад упругих и неупругих каналов взаимодействия нейтронов с ядрами в угол поворота вектора поляризации $\Delta\phi$ и в разность полных сечений $\Delta\sigma_t$ и исследовал зависимость этого вклада от энергии нейтронов. Оказалось, что 1) угол поворота $\Delta\phi$ в значительном диапазоне энергий не зависит от энергии; 2) разность полных сечений состоит из двух членов $\Delta\sigma_t = \Delta\sigma_s + \Delta\sigma_{экз}$, где σ_s — сечение когерентного упругого рассеяния; $\sigma_{экз}$ — сечение экзотермических реакций, наибольшее из которых — сечение радиационного захвата σ_γ , причем $\Delta\sigma_s$ про-

порционально импульсу нейтронов p , а $\Delta\sigma_{\text{экз}}$ не зависит от импульса. Поэтому при тепловых энергиях нейтронов главный вклад в $\Delta\sigma_t$ должен давать процесс радиационного захвата нейтронов, т.е. $\Delta\sigma_t \equiv \Delta\sigma_\gamma$, что и было подтверждено в экспериментах ПИЯФ [51,52].

Несколько иной подход к роли резонансных эффектов в когерентном нарушении четности развит Зарецким и Сироткиным [53]. Об этом подходе будет рассказано ниже в разд.4.

Измерения вращения спинов поперечно-поляризованных нейтронов. Эксперименты по измерению вращения спинов нейтронов были выполнены на пучке холодных поперечно-поляризованных нейтронов в ILL. Описание установок и их работы можно найти в оригинальных статьях [45,54,55] и в монографии [4]. Результаты приведены в табл.2.

Таблица 2. Результаты измерений поворота спинов нейтронов $\Delta\phi$ в ILL

Ядро-мишень	$\Delta\phi, 10^{-6}$ рад/см	Источник
$\text{Sn}_{\text{ест}}$	$-3,19 \pm 0,40$	[54]
^{117}Sn	$-37,0 \pm 2,5$	[45]
^{124}Sn	$-0,48 \pm 1,49$	[45]
^{139}La	-219 ± 29	[55]
$\text{Pb}_{\text{ест}}$	$+2,24 \pm 0,33$	[54]

Измерения асимметрии полных сечений и сечений захвата тепловых продольно-поляризованных нейтронов. Первое измерение асимметрии пропускания продольно-поляризованных нейтронов было выполнено в ILL на мишени ^{117}Sn в той же работе [45], где было найдено вращение спинов поперечно-поляризованных нейтронов. Установка была изменена так, чтобы на мишень падали продольно-поляризованные нейтроны (см. [4]). Получен коэффициент асимметрии $\epsilon = -(9,78 \pm 4,01) \cdot 10^{-6}$.

Более точное значение коэффициента асимметрии полного сечения взаимодействия нейтронов противоположных спиральностей a_t получено в работах ПИЯФ [51,52], в которых одновременно измерялся и коэффициент асимметрии в сечении радиационного захвата a_γ . Измерения велись на ядрах ^{117}Sn , ^{139}La и естественной смеси изотопов $^{79,81}\text{Br}$. Схема установки показана на рис.5, а описание ее приведено в статьях [51,52] и в монографии [4]. Можно убедиться, что действительно $\Delta\sigma_t \equiv \Delta\sigma_\gamma$.

В работе ИТЭФ [56] была также исследована асимметрия полных сечений взаимодействия продольно-поляризованных нейтронов для ряда мишеней.

В РНЦ «Курчатовский институт» [57] измерена поляризация нейтронного пучка после прохождения им мишени КВг. Анализатором поляризации служило намагниченное до насыщения железо. Этот метод дает результаты, аналогичные результатам, полученным методом измерения асимметрии полного сечения взаимодействия нейтронов противоположных спиральностей. В другой работе [58] тем же методом измерена величина асимметрии полного сечения взаимодействия тепловых продольно-поляризованных нейтронов с ядром ^{239}Pu .

Все полученные результаты приведены в табл.3.

Таблица 3. Результаты измерений коэффициента асимметрии полных сечений взаимодействия σ_a и коэффициента асимметрии сечений захвата a_γ для тепловых нейтронов противоположных спиральностей

Ядро-мишень	$\sigma_a(E_{th});$ 10^{-24} см^2	$\sigma_\gamma(E_{th});$ 10^{-24} см^2	$a_p \cdot 10^{-6}$	$a_\gamma \cdot 10^{-6}$	Источник
$^{79,81}\text{Br}$	15,5	9,8	$9,8 \pm 1,0$	$15,5 \pm 1,5$	ПИЯФ [52] ИТЭФ [56] РНЦ КИ [57]
	12,8		$9,5 \pm 1,7$		
			$15,3 \pm 1,5$		
^{117}Sn	3,7	1,2	$6,2 \pm 0,7$	$22,6 \pm 1,9$	ПИЯФ [51] ИТЭФ [56]
	4		$11,2 \pm 2,6$		
^{139}La	19	9,4	$9,0 \pm 1,4$	$16,1 \pm 2,0$	ПИЯФ [51]
^{239}Pu			$0,67 \pm 0,16$		РНЦ КИ [58]

Измерения асимметрии полных сечений и сечений захвата резонансных продольно-поляризованных нейтронов. Работы по измерению асимметрии полных сечений и асимметрии сечений захвата резонансных продольно-поляризованных нейтронов проводились в нескольких научных центрах. Начало этим исследованиям было положено в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ в Дубне. Затем они были продолжены в Курчатовском институте (Москва), в Национальной лаборатории по физике высоких энергий КЕК (Цукуба, Япония), наконец, в Лос-Аламосской национальной лаборатории (LANL, США). Результаты всех работ по этой теме хорошо отражены в недавно появившемся обзоре [2]. Поэтому, не вдаваясь в подробности экспериментальной техники, остановимся лишь на некоторых главных моментах.

P -нечетные эффекты на нейтронных резонансах изучались двумя способами. Один из них — это пропускание продольно-поляризованных нейтронов через толстую мишень с изучаемыми ядрами, для которой $n\sigma_t \cong 2$. Этот метод позволяет измерить асимметрию полных сечений $P(E) = \Delta\sigma_t / 2\sigma_t$. Второй метод — измерение асимметрии сечений радиационного захвата продольно-поляризованных нейтронов на тонкой мишени, для которой $n\sigma_t \ll 1$. Измеряется $P_\gamma(E) = \Delta\sigma_\gamma / 2\sigma_\gamma$. Так как в области p -волновых резонансов полная ширина резонанса Γ_p практически совпадает с радиационной шириной Γ_γ , оба метода дают совпадающие результаты.

Эксперименты в ЛНФ ОИЯИ были проведены на импульсном реакторе ИБР-30 [59,60]. Резонансные нейтроны поляризовались методом пропускания через поляризованную протонную мишень.

Этот метод описан в [2] и [4]. Достоинством использования поляризованной протонной мишени является возможность получения поляризованных нейтронов в широкой области энергий — от тепловых до 10^5 эВ. Благодаря применению метода времени пролета можно сравнительно просто изучать спиновые состояния отдельных резонансов в нейтронных сечениях.

Основные параметры установки следующие. Поляризация протонов осуществлялась динамическим методом в монокристалле двойного лантан-магниевого нитрата с 0,5+1% примесью ядер ^{142}Nd при температуре 1+1,5 К в магнитном поле напряженностью 8 кА/см. Продольная поляризация нейтронов и переворот вектора поляризации обеспечивались соответствующими конфигурациями ведущего магнитного поля. Переворот вектора поляризации производился каждые 40 с. Через каждые двое суток менялось направление поляризации протонной мишени с целью изменения знака исследуемого эффекта без изменения аппаратурных и геометрических условий эксперимента. Детектором нейтронов служил секционированный жидкий сцинтиллятор, использовавший n,γ -конвертер из окиси европия, окиси тербия и воды. Эффективность его изменялась от 40 до 30% для энергий нейтронов от 1 до 500 эВ.

В работах [61—64] измерялось пропускание продольно-поляризованных нейтронов противоположных спиральностей непосредственно в p -резонансах для ядер ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{113}Cd , ^{117}Sn , ^{139}La и ^{232}Th . Коэффициенты асимметрии полных сечений оказались порядка 10^{-2} – 10^{-3} , а у ^{139}La он достигал даже 10%.

На установке в РНЦ КИ [65] измерялась небольшая поляризация нейтронного пучка, возникающая при пропускании неполяризованных нейтронов через толстые исследуемые мишени вследствие P -нечетной зависимости сечения захвата от спиральности нейтронов. В качестве анализатора возникшей поляризации использовалась поляризованная протонная

мишень. Времяпролетный спектрометр поляризованных резонансных нейтронов создан на базе линейного ускорителя электронов «Факел». Измерялись P -нечетные эффекты в окрестности p -резонансов ^{117}Sn и ^{139}La .

На установках в КЕК [66—69] использовались нейтроны, рожденные под действием протонов бустерного синхротрона в обедненном уране. Замедленные в блоке твердого метана нейтроны поляризовались, проходя через поляризованную протонную мишень, и падали на исследуемые мишени. Поляризация протонов осуществлялась динамическим методом и достигала 80%. Энергия нейтронов измерялась по методу времени пролета. Спиральность нейтронов менялась с помощью адиабатического спин-флиппера.

Измерялась асимметрия как сечений захвата, так и полных сечений. В первом случае применялись либо счетчик из сцинтиллирующей пластмассы, либо кристаллы BaF_2 , окружавшие исследуемые мишени. Одновременно с помощью счетчика из жидкого сцинтиллятора с добавкой ^{10}B , находящегося в конце пролетного расстояния, измерялась асимметрия полных сечений.

Наиболее интенсивным пучком резонансных поляризованных нейтронов обладает Лос-Аламосская национальная лаборатория. Вследствие этого максимальная энергия исследуемых нейтронных резонансов на установке LANL намного больше, чем на установках ЛНФ ОИЯИ, КЕК и РНЦ КИ. В результате в Лос-Аламосе удалось измерить эффекты нарушения четности на одном ядре при нескольких энергиях резонансных нейтронов, что не удавалось сделать на других установках. Подробно установка и измерения на ней описаны в [2]. Мы лишь приведем основные моменты. Пучок нейтронов создавался путем облучения вольфрамовой мишени протонами с энергией 800 МэВ из линейного ускорителя. Нейтроны замедлялись и попадали на поляризованную протонную мишень. Для переворотов спинов нейтронов применялся спин-флиппер специальной конструкции, описанный подробно в [2]. Нейтроны детектировались сцинтиллирующим стеклом с ^6Li . Анализ данных по пропусканию на нескольких резонансах требовал многопараметрической программы с учетом доплеровского уширения резонансной линии, зависимости потока нейтронов от энергии, брейт-вигнеровской формы резонанса, эффективности детектора нейтронов от энергии [2].

Результаты всех работ по измерениям асимметрии полных сечений и асимметрии сечений захвата резонансных продольно-поляризованных нейтронов приведены в табл.4.

Абсолютные значения матричных элементов слабого взаимодействия M , приведенные в табл.4, являются во многих случаях нижними пределами значений M , так как они вычислены в предположении, что захват нейтронов в p -резонанс идет полностью по каналу с полным угловым моментом $j = 1/2$, т.е. в предположении, что $\Gamma_p^n = \Gamma_{p/2}^n$ ($x = 1, y = 0$) (см. выше). По-

Таблица 4. Результаты измерений P -нечетных эффектов на резонансных нейтронах

Ядро-мишень	Измерение	E_p , эВ	Γ_p , мэВ	$g \Gamma_p^2$, 10^{-8} , эВ	$P(E_p)$, 10^{-3}	M , мэВ	Источник
^{81}Br	a_t	0,88(1)	190(20)	5,8(3)	24±4	3,0±0,5	ЛНФ ОИЯИ [49,62]
	a_t				17,7±3,3		LANL [74]
	a_γ				21±1	2,6±0,1	КЕК [69]
^{111}Cd	a_t	4,53(3)	163(10)	107(5)	-8,6±1,2	2,6±0,4	ЛНФ ОИЯИ [16,49,62]
	a_γ				13 $^{+7}_{-4}$	1,6 $^{+0,8}_{-0,5}$	КЕК [69]
^{113}Cd	a_t	7,0	160(20)	31(3)	-9,8±3,0	0,31±0,10	ЛНФ ОИЯИ [15,16,64]
	a_t	1,33(1)	180(18)	16,6(2,0)	4,5±1,3	0,38±0,10	ЛНФ ОИЯИ [16,49,62]
^{117}Sn	a_t				7,7±1,3	0,7±0,1	РНЦ КИ [65]
	a_γ				11±2		LANL [73]
	a_t	0,75(1)	45(5)	3,6(3)	73±5	1,28±0,12	ЛНФ ОИЯИ [49,62]
^{139}La	a_t				76±6	1,3±0,1	РНЦ КИ [65]
	a_t				97±5		КЕК [68]
	a_t				92±17		LANL [70]
	a_t				95,5±3,5		LANL [71]
	a_t				101,5±4,5		LANL [71]
	a_t				95±5		ЛНФ ОИЯИ [64]
	a_γ				98±3	1,7±0,1	КЕК [69]
^{232}Th	a_t	8,33(3)*	32(3)	26,8(1,5)	17,9±9,2	0,62±0,31	ЛНФ ОИЯИ [63]
	a_t				14,8±2,5		LANL [72,74]

*Результаты измерений на других резонансах ^{232}Th и на резонансах ^{238}U приведены в [2].

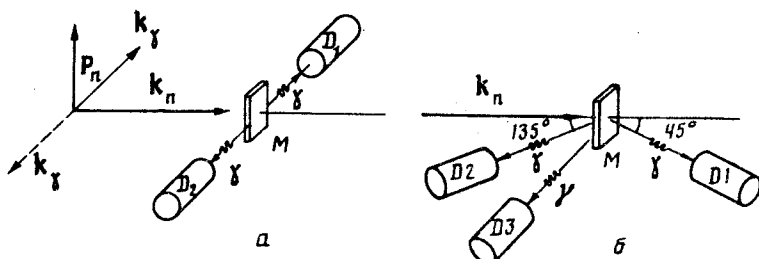


Рис. 6. Геометрия экспериментов в ЛНФ ОИЯИ при измерении лево-правой асимметрии (а) и асимметрии вперед-назад (б). М — мишень, D_1 , D_2 и D_3 — детекторы γ -квантов

пытка отойти от этого условия сделана в работах [16,76] для ^{113}Cd и ^{117}Sn , где измерялись P -четные угловые корреляции γ -квантов на p -резонансах этих ядер.

3.4. Исследования P -четных эффектов в p -резонансах. P -четные корреляции в p -волновых резонансах изучались только в ЛНФ ОИЯИ на мишенях ^{113}Cd и ^{117}Sn . Теория P -четных угловых корреляций рассмотрена в [3]. Мы приводили уже необходимые формулы в начале раздела.

Далее рассмотрим геометрию экспериментов и соответствующие установки. Все эксперименты проводились по методу времени пролета на пучках реакторов ИБР-30 и ИБР-2 ЛНФ ОИЯИ. Геометрия эксперимента для измерения лево-правой асимметрии приведена на рис.6,а. В этом случае использовался поперечно-поляризованный пучок с взаимно-ортогональным расположением всех трех векторов s , p_n и p_γ . Для измерения асимметрии вперед-назад применялся неполяризованный пучок в геометрии, приведенной на рис.6,б.

Детекторами γ -квантов служили кристаллы NaI(Tl) диаметром и толщиной 200 мм, защищенные свинцом, парафином с бором и кассетами с $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$. На входе детекторов для исключения прямой регистрации быстрых нейтронов устанавливали плиту парафина с бором толщиной 10 см.

В работе [75] впервые наблюдалась лево-правая асимметрия ϵ_{lr} вылета γ -квантов основного перехода с энергией $E_\gamma = 9,32$ МэВ в нейтронном p -резонансе ^{117}Sn с энергией $E_p = 1,33$ эВ после радиационного захвата поляризованных нейтронов. Определено значение относительной величины парциальной нейтронной ширины по каналу с полным угловым моментом нейтрона (параметра смешивания каналов) $j = 1/2$, $x^2 = \Gamma_{p1/2} / \Gamma_p = 0,27 \pm 0,03$.

Однако в последующей работе [76], где были измерены лево-правая асимметрия, асимметрия вперед-назад ϵ_{fb} и угловая анизотропия p -волновой части сечения ϵ_p в области того же резонанса ^{117}Sn , выяснилось, что полученные результаты не удалось согласовать с результатами измерений лево-правой асимметрии ϵ_{lr} . Эта драматическая ситуация описана подробно в обзоре [3]. Выявленное противоречие остается до сих пор.

В работе [16] измерены выходы γ -квантов основных переходов вблизи p -волновых нейтронных резонансов ^{111}Cd , ^{113}Cd и ^{117}Sn под углами 45° , 90° и 135° , что дало возможность вычислить угловую анизотропию ϵ_p . Из этих данных были определены спины p -резонансов I , полные ширины p -резонансов Γ_p , парциальные ширины основных γ -переходов $\Gamma_p^{\gamma 0}$ и вклады в нейтронную ширину состояний с определенным спином канала $S = I_i + s_n$, I_i — спин ядра-мишени. Заметим, что эти результаты впервые показали, что спин и четность p -резонанса ^{113}Cd при энергии $E_p = 7,0$ эВ равны $I^\pi = 1^-$. Это дало правильное истолкование природы P -нечетной асимметрии γ -квантов ^{113}Cd в тепловой области энергий.

В результате проведенных исследований мы можем сравнить P -четные и P -нечетные эффекты в (n, γ) -реакциях для ^{113}Cd и ^{117}Sn при резонансных и тепловых энергиях нейтронов для определения матричных элементов слабого взаимодействия, что сделано в разд.4.

В работе [77] измерены угловая асимметрия вылета γ -квантов вперед-назад ϵ_{fb} и угловая лево-правая асимметрия ϵ_{lr} для γ -квантов основного перехода с $E_\gamma = 9,04$ МэВ в реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ в области p -резонанса с $E_p = 7,0$ эВ. Из этих измерений получены

$$x = (\Gamma_{p1/2} / \Gamma_p)^{1/2} \quad \text{и} \quad y = (\Gamma_{p3/2} / \Gamma_p)^{1/2}.$$

Однако, как и в случае ^{117}Sn , решения, полученные в экспериментах на ^{113}Cd , оказались несовместимыми. Проблема трактовки P -четных эффектов, возникшая после работы [76], осталась открытой.

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ И СРАВНЕНИЕ ИХ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ ПРЕДСКАЗАНИЯМИ

В этом разделе мы проведем сопоставление экспериментальных результатов на отдельных ядрах между собой и с теоретическими предсказаниями. Сопоставление результатов по измерениям асимметрии полных сечений и

сечений захвата резонансных продольно-поляризованных нейтронов сделано в обзоре [2].

4.1.¹Н. Проведены измерения P -нечетной асимметрии γ -излучения на тепловых поляризованных нейтронах [24,25]. В процессе $n + p \rightarrow d + \gamma$ нет усиления эффекта. Регулярный $M1$ -переход не подавлен и потому возникающие эффекты очень малы, что и показал эксперимент (табл.1).

Второй важный эксперимент, проведенный на этой реакции — это измерение P_γ -циркулярной поляризации γ -квантов на неполяризованных нейтронах. Он был выполнен в ПИЯФ и дал, так же, как и в измерении P -нечетной асимметрии γ -излучения, только верхний предел $P_\gamma \leq 5 \cdot 10^{-7}$ [78].

Важность обоих экспериментов трудно переоценить, они дают возможность экспериментально разделить вклады с различными изменениями изотопического спина ΔT , что помогло бы установить вид исходного гамильтониана слабого взаимодействия нуклонов. Как показал Данилов [79], асимметрия вылета γ -квантов при захвате поляризованных нейтронов протонами чувствительна к изовекторной части ($\Delta T = 1$) потенциала слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, в то время как циркулярная поляризация γ -квантов при захвате неполяризованных нейтронов чувствительна к изоскалярной ($\Delta T = 0$) или изотензорной ($\Delta T = 2$) части. Таким образом, эксперименты по определению a и P_γ , выполненные на достаточном уровне точности, позволят установить изотопическую структуру слабого нуклон-нуклонного взаимодействия.

Измерение асимметрии a в реакции $n + p \rightarrow d + \gamma$ является также хорошим тестом на роль нейтральных токов в np -системе, потому что учет нейтральных токов приводит к усилению изовекторной ($\Delta T = 1$) части в потенциале слабого нуклон-нуклонного взаимодействия.

Теоретические предсказания для величин a колеблются от $1,5 \cdot 10^{-8}$ до $5 \cdot 10^{-8}$ [26,80].

4.2.²Н. Проведено измерение P -нечетной асимметрии γ -излучения на тепловых поляризованных нейтронах [27]. В случае реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + \gamma$ возможно усиление эффекта, так как регулярный $M1$ -переход подавлен [81]. Точность значения a недостаточна, чтобы говорить о разности между экспериментом и теорией, предсказывающей $a \cong 10^{-6}$ [26,82].

Реакция $n + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + \gamma$ должна быть исследована в трех экспериментах: пучок и мишень не поляризованы — измеряется циркулярная поляризация γ -квантов; пучок нейтронов поляризован, мишень не поляризована, и наоборот, пучок не поляризован, а мишень поляризована — в обоих последних случаях измеряется асимметрия углового распределения γ -квантов. Эффекты обусловлены как изоскалярным, так и изовекторным P -нечет-

ным взаимодействием. Эти три опыта вместе с двумя опытами с реакцией $n + p \rightarrow d + \gamma$, в принципе, позволят найти пять констант, которые полностью определяют изотопическую структуру слабого нуклон-нуклонного взаимодействия.

4.3. ^{35}Cl . На этом ядре проведены измерения P -нечетных угловых корреляций в (\vec{n}, γ) -реакции на выделенной линии с $E_\gamma = 8,58$ МэВ [28] и в интегральном спектре γ -квантов [28,33], а также в (\vec{n}, p) -реакции [41]. Результаты приведены в табл.1. Так как в выражении (12) спиновый фактор A для ^{35}Cl вычисляется, и расстояние между смешивающимися уровнями $D = 528$ эВ также известно, то из измеренного коэффициента асимметрии a находится матричный элемент слабого взаимодействия, смешивающего уровни 2^- и 2^+ : $M = \langle 2^- | H_w | 2^+ \rangle = (250 \pm 80)$ мэВ (с масштабным множителем 3 из-за неопределенности значения волновых функций обеих уровней).

Более определенная оценка величины M сделана в работе [41]. Подставляя известные величины в формулу (20), получим $M = \langle 2^- | H_w | 2^+ \rangle = (60 \pm 20)$ мэВ, что не находится в противоречии с предыдущей оценкой.

Измерения P -нечетных угловых корреляций в интегральном спектре γ -квантов [28,33] дали совпадающие в пределах ошибок результаты (табл.1).

Теоретическая оценка P -нечетных эффектов в интегральном спектре γ -квантов затруднена, так как все эффекты усредняются с некоторой эффективностью регистрации по всему спектру γ -квантов или по его части.

При этом возникают два подхода к усреднению матричных элементов для γ -переходов между разными состояниями. Первый подход предполагает полную статистическую независимость матричных элементов. Поскольку матричные элементы для большинства электромагнитных переходов неизвестны, расчет дает только среднеквадратичную оценку величины эффекта, получаемую суммированием квадратов парциальных эффектов [83—85]. Второй подход предполагает существование определенной когерентности P -нечетных эффектов в ядре, которая может возникнуть за счет валентного механизма в радиационном захвате нейтронов [53]. Сразу заметим, что экспериментальные результаты подтверждают статистическую гипотезу и противоречат валентному механизму. Так, для объяснения уже существующих эффектов необходимо в валентном механизме положить значение матричного элемента слабого взаимодействия $M_{\text{вал}} \cong 20$ эВ, чтобы удовлетворительно описать эксперимент, хотя из анализа P -нечетных эффектов и теоретических оценок, сделанных на основе нуклон-нуклонных слабых потенциалов, описывающих совокупность экспериментов, следует общепринятое значение $M_{\text{стат}} \cong 100$ мэВ.

Измеряемая P -нечетная асимметрия в интегральном спектре в (n, γ) -реакции с учетом только двух ближайших к тепловой точке s - и p -резонансов для статистической модели записывается в виде

$$a^{\Sigma} = (2M/E_p) A_{\gamma}^{\Sigma}, \quad (37)$$

где M — матричный элемент слабого взаимодействия, E_p — энергия p -резонанса, A_{γ}^{Σ} — фактор усреднения, для вычисления которого приходится применять статистический подход. В механизме компаунд-смешивания среднее по резонансам значение $M = 0$. Поэтому берется статистическая оценка, полученная на основе вычисления среднеквадратичного отклонения. В работе [84] приведено эмпирическое выражение

$$M_{\text{стат}}^{\text{теор}} = 1,3 \cdot 10^{-5} M_0 \sqrt{AB_n D}, \quad (38)$$

где $M_0 \cong 1$ эВ — одночастичный матричный элемент слабого взаимодействия; A — атомный номер компаунд-ядра; B_n — энергия связи нейтрона (в МэВ); D — среднее расстояние между компаунд-резонансами (в эВ).

Все результаты по измерению a^{Σ} позволяют сделать следующие выводы:

1. Величина эффекта существенным образом определяется близостью p -резонанса к тепловой энергии нейтронов.

2. Наблюдаемые эффекты, за исключением эффекта на ^{117}Sn , не противоречат расчетам, полученным с использованием статистического подхода.

Конкретно для реакции $^{35}\text{Cl}(\vec{n}, \gamma)^{35}\text{Cl}$ этот подход дает $M_{\text{стат}}^{\text{теор}} \cong 25$ мэВ, в то время как обработка экспериментального результата по формуле (37) дала $M = (78_{-15}^{+22})$ мэВ, что совпадает с предыдущими оценками [84].

4.4. ^{57}Fe . Для этого ядра произведены только измерения P -нечетной угловой корреляции в интегральном спектре γ -квантов. По формуле (38) получено $M_{\text{стат}}^{\text{теор}} = 30$ мэВ, в то время как обработка экспериментального результата по формуле (37) дала $M = (46_{-12}^{+15})$ мэВ.

4.5. $^{79,81}\text{Br}$. В экспериментах на этом ядре проведено много интересных измерений. Измерены P -нечетная асимметрия a^{Σ} в интегральном спектре (n, γ) -реакции [33] (табл.1), асимметрия полных сечений a_i и сечений захвата a_{γ} на тепловых поляризованных нейтронах [51,52,56,57] (табл.3), асимметрия полных сечений и сечений захвата $P(E_p)$ в p -резонансе с энергией $E_p = 0,88$ эВ [49,62,69,74] (табл.4). Значения a_i и $P(E_p)$, измерен-

ные в разных экспериментах, согласуются между собой в пределах экспериментальных ошибок.

Различие в значениях a_p , измеренных в ПИЯФ [52] и ИТЭФ [56], и a_p , измеренного в Курчатовском институте [57], объясняется более жестким спектром нейтронов в [57].

Сопоставим теперь P -нечетные эффекты в этом ядре при разных энергиях (тепловой E_{th} и энергии резонанса E_p). Для этого приведем $P(E_p)$ к тепловой энергии E_{th} по формуле (35). При пересчете учтем, что в тепловой области энергий вклады дают оба изотопа ^{79}Br и ^{81}Br , а в резонансной — только изотоп ^{81}Br . Пересчитанное значение $a_t^*(E_{th}) = (8,1 \pm 2,5) \cdot 10^{-6}$ хорошо совпадает как с $a_t = (9,8 \pm 1,0) \cdot 10^{-6}$ [52], так и с $a_t = (9,5 \pm 1,7) \cdot 10^{-6}$ [56].

Значения матричных элементов, вычисленные по результатам измерений P -нечетной асимметрии в интегральном спектре (n,γ) -реакции $M_{\text{стат}}^{\text{теор}} = 3,2$ мэВ и $M = (4,6 \pm 0,4)$ мэВ [84], совпадают с результатами, полученными из измерений асимметрии полного сечения в p -резонансе, $M = (3,0 \pm 0,5)$ мэВ [49,61].

4.6. ^{111}Cd . Результаты измерений асимметрии полных сечений и сечений радиационного захвата $P(E_p)$ в p -резонансе с энергией $E_p = 4,53$ эВ [16,49,62,69] (см. табл.4) совпадают.

4.7. ^{113}Cd . На этом ядре измерено большое число P -нечетных эффектов. Напомним, что это первое ядро, на котором открыто нарушение четности в ядерных взаимодействиях путем измерения P -нечетной асимметрии γ -квантов a в тепловом спектре поляризованных нейтронов [1,17,18,22] (табл.1). Измерены P -нечетная асимметрия в интегральном спектре (n,γ) -реакции [34] (табл.1), асимметрия полных сечений $P(E_p)$ в p -резонансе с энергией $E_p = 7,0$ эВ [15,16,64] (табл.4), а также P -четные корреляции [16,77].

Пользуясь результатами измерения характеристик p -резонанса [15] и характеристик радиационного перехода при энергии p -резонанса с $E_p = 7,0$ эВ [16], а также коэффициента асимметрии γ -квантов в тепловом спектре [22], можно найти величину $|M|$ матричного элемента, смешивающего p -резонанс при $E_p = 7,0$ эВ с s -резонансом при $E_s = 0,178$ эВ. Воспользуемся формулой (12). Фактор кинематического усиления $R_{\text{кин}}$ определяется отношением парциальных радиационных ширин основных γ -переходов в p - и s -резонансах: $R_{\text{кин}} = (\Gamma_p^{\gamma 0} / \Gamma_s^{\gamma 0})^{1/2}$. Величина D может быть заменена на E_p при выполнении условий $E_n \ll |E_s|$ и $E_n \ll E_p$ [86]. Величина $\Gamma_p^{\gamma 0}$ была

измерена в [16]. Величина $\Gamma_s^{\gamma 0}$ может быть получена из значения полной радиационной ширины Γ_s^{γ} [87] и вероятности парциального перехода $I_{\gamma 0}$ [88]. Значение матричного элемента M получим по формуле:

$$M = \frac{aE_p}{2A \sqrt{\Gamma_p^{\gamma 0} / \Gamma_s^{\gamma 0}}}. \quad (39)$$

В табл.5 приведены результаты для ^{113}Cd и ^{117}Sn [89].

Таблица 5. Результаты исследований радиационных переходов

Ядро-мишень	$E_{\gamma 0}$, МэВ	$a, 10^{-4}$	$\Gamma_p^{\gamma 0}$, мэВ	$\Gamma_s^{\gamma 0}$, мэВ	$I_{\gamma 0}, 10^{-2}$	$ M $, мэВ	Источник
^{113}Cd	9,04	-4,1(8)	4,5(9)	113	0,275	0,4±0,1	[16,22,89]
^{117}Sn	9,32	8,1(1,3)	1,2(3)	78	2,8	0,7±0,1	[16,20,89]

В работе [64] проведено аналогичное вычисление, основанное на значении циркулярной поляризации $P_{\gamma} = -(6,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$ γ -излучения, возникающего при захвате неполяризованных нейтронов ^{113}Cd , измеренном в [21]. Учитывалось, что вклад в это значение дают γ -кванты с энергией 9,04 и 8,48 МэВ, со своими интенсивностями. Получено значение матричного элемента $|M| = (0,84 \pm 0,23)$ мэВ.

В результате измерений асимметрии в интегральном спектре (n, γ)-реакции найдено: $M_{\text{стат}}^{\text{теор}} = 1,3$ мэВ; $M = 0,8$ мэВ [84].

4.8. ^{117}Sn . На этом ядре были сделаны все возможные измерения P -нечетных эффектов. Были измерены коэффициенты асимметрии γ -квантов при захвате тепловых поляризованных нейтронов [20,29,30], эффекты асимметрии в интегральном спектре γ -квантов [33] (табл.1). Значения, полученные в ИТЭФ и ПИЯФ, согласуются друг с другом, но не согласуются со значением, измеренным в ILL [29]. Причина разногласия не объяснена.

Напомним, что ^{117}Sn — первое ядро, на котором в ILL был обнаружен большой эффект вращения спинов [45] (табл.2). Измерены также коэффициенты асимметрии полных сечений a_t [51,56] и коэффициент асимметрии сечений захвата для тепловых нейтронов [51] (табл.3). В трех институтах были измерены P -нечетные эффекты в p -резонансе с энергией $E_p = 1,33$ эВ [16,49,62,65,73] (табл.4). Обращает на себя внимание разногласие вне пределов ошибок значений $P(E_p)$, измеренных в ЛНФ ОИЯИ [16,49,62] и в LANL [73].

Матричные элементы, полученные из результатов измерений асимметрии в интегральном спектре γ -квантов $M_{\text{стат}}^{\text{теор}} = 2$ мэВ и $M = 3,7$ мэВ [84], сильно отличаются от матричных элементов, полученных при измерениях P -нечетных эффектов на резонансных нейтронах [16,49,62,65].

Сравним теперь коэффициенты асимметрии полных сечений для тепловых и резонансных нейтронов, как это было сделано для $^{79,81}\text{Br}$. Пересчет по формуле (35) значения $P(E_p) = (4,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}$ [62] дает $a_t^*(E_{\text{th}}) = (13,5 \pm 3,9) \cdot 10^{-6}$, хорошо согласующееся с величиной $a_t = (11,2 \pm 2,6) \cdot 10^{-6}$ [56]. Можно сравнить результаты измерений поворота спина $\Delta \phi$ с расчетом, основанным на данных по измерению асимметрии полных сечений. Для этого воспользуемся формулой (36). Пересчитанное значение $\Delta \phi^* = -(25 \pm 11) \cdot 10^{-6}$ рад/см [16,49,62] согласуется со значением $\Delta \phi = -(37,0 \pm 2,5) \cdot 10^{-6}$ рад/см [45].

Видно, что в измерениях на ядре ^{117}Sn наблюдается наибольшее количество несогласующихся результатов.

В табл.5 приведены результаты расчета матричного элемента $|M|$, смешивающего p - и s -резонансы аналогично тому, как это было сделано для ^{113}Cd [89].

4.9. ^{139}La . На этом ядре произведено, пожалуй, наибольшее число измерений P -нечетных эффектов. И это неудивительно, потому что именно на этом ядре наблюдался максимальный P -нечетный эффект в ядерных взаимодействиях. Он получен впервые при измерении асимметрии полных сечений взаимодействия нейтронов в области p -резонанса с энергией $E_p = 0,75$ эВ в ЛНФ ОИЯИ [49,62] (табл.4). Впоследствии эффект измерялся неоднократно. Измерялась и асимметрия сечений радиационного захвата [69]. Видно, что все результаты, кроме первых двух, в том числе и новые результаты [64], согласуются между собой.

Угол поворота спинов нейтронов $\Delta \phi$ также максимален (табл.2).

Сравнение результатов измерений коэффициентов асимметрии полных сечений для тепловой и резонансной энергий нейтронов производилось так же, как и для $^{79,81}\text{Br}$ и ^{117}Sn по формуле (35). Результат пересчета к $a_t^*(E_{\text{th}})$ величины $P(E_p)$ [49,62] дает $a_t^*(E_{\text{th}}) = (9,3 \pm 2,9) \cdot 10^{-6}$, что хорошо согласуется с результатом при тепловой энергии $a_t = (9,0 \pm 1,4) \cdot 10^{-6}$ [51]. Измерения в интегральном спектре (n, γ) -реакции дали значения $M_{\text{стат}}^{\text{теор}} = 4$ мэВ, в то время как $M = 0,96$ мэВ [84]. К этому экспериментальному значению близко значение матричного элемента M , полученное из асимметрии полного сечения на резонансных нейтронах $|M| = (1,28 \pm 0,12)$ мэВ [49,62].

4.10. ^{207}Pb . Это ядро интересно тем, что исследования на нем могут оказаться решающими с точки зрения выбора между компаунд-ядерным и валентным механизмами смешивания состояний с противоположной по знаку четностью. В настоящее время существуют два теоретических подхода к интерпретации экспериментальных результатов в эффектах несохранения четности.

В одном из подходов [6,14,90] предполагается, что смешивание происходит на стадии компаунд-ядра, когда энергия возбуждения распределяется по большому числу частиц. При этом величина эффектов несохранения четности определяется, в основном, высокой плотностью уровней компаунд-ядра. Смешиваются существенно многочастичные компоненты волновой функции в состоянии компаунд-ядра.

В другом подходе [53,91] эффекты несохранения четности обусловлены смешиванием одночастичных (валентных) компонент волновой функции во входном канале. Основным преимуществом валентной модели является ее простота, которая в принципе позволяет провести все вычисления до конца. Теоретические аргументы против валентной модели содержатся в работе [84], они были представлены в п.4.4. Серьезная критика имеется также в обзоре [2].

Тем не менее ситуация может быть прояснена в экспериментах. Одним из предсказаний валентной модели является то, что валентный механизм должен давать основной вклад в эффекты несохранения четности на легких и магических ядрах и, в частности, в ядре ^{208}Pb [92]. Так, валентная модель объясняет величину поворота спина тепловых поперечно-поляризованных нейтронов на мишени из естественной смеси изотопов свинца [54] (см. табл.2). Предполагается, что основной вклад вносят ядра ^{207}Pb , и P -нечетный поворот спинов обусловлен интерференцией ближайшего к тепловой точке p -резонанса ^{207}Pb с энергией $E_p = 3,07$ кэВ с потенциальным s -рассеянием (резонансно-потенциальное смешивание). Основываясь на этих данных, авторы валентного механизма предсказали большую ($\cong 5 \cdot 10^{-5}$) P -нечетную асимметрию испускания γ -квантов в реакции $^{207}\text{Pb}(\vec{\pi}, \gamma)^{208}\text{Pb}$ [93]. Впоследствии было учтено, что основной переход в $^{208}\text{Pb}^*$ является $E1$ -переходом, а потому кинематический фактор $|M1|/|E1|$ уменьшает асимметрию на порядок величины [94]. Наблюдение такого большого эффекта противоречило бы модели компаунд-ядерного механизма. Действительно, изотопы свинца имеют сравнительно небольшие плотности уровней, и при малых энергиях у них неизвестны слабые резонансы, которые могли бы оказаться p -волновыми резонансами, ответственными за эффекты несохранения четности [49]. Более того, изотопы свинца не имеют и подходящих для смешивания резонансных s -состояний.

Эксперимент по измерению коэффициента асимметрии испускания γ -квантов в реакции $^{207}\text{Pb}(\bar{\pi}, \gamma)^{208}\text{Pb}$, выполненный в ИТЭФ [35], не достиг необходимой точности (см. табл.1). Верхний предел коэффициента асимметрии оказался равным $a \leq 17 \cdot 10^{-6}$ на 90% уровне достоверности.

Представляется, что очень важно измерить угол поворота спинов тепловых поперечно-поляризованных нейтронов $\Delta\phi$ на мишени из свинца, обогащенного изотопом ^{207}Pb , а также измерить на нем P -нечетную асимметрию испускания γ -квантов с лучшей точностью.

4.11. ^{232}Th . Это ядро представляет большой интерес в связи с тем, что на нем в LANL была обнаружена знаковая корреляция эффектов нарушения четности в различных p -резонансах этого ядра [72,74].

Этот эффект асимметрии полного сечения $P(E_p)$ на самом низкоэнергетическом p -резонансе при $E_p = 8,33$ эВ был измерен в ЛНФ ОИЯИ [63] и позднее в LANL [72,74]. Результаты по этому резонансу представлены в табл.4.

В экспериментах LANL, выполненных коллаборацией TRIPLE, проведены измерения асимметрии полных сечений $P(E_p)$ на 23 p -резонансах в области энергий от нескольких эВ до 400 эВ. На 7 резонансах из них измеренный эффект выходит за два стандартных отклонения. Знаковая корреляция эффектов заключается в том, что во всех этих случаях знаки эффектов $P(E_p)$ положительны. Вероятность случайного выпадения 7 положительных знаков в распределении равна 1,6%. Такая знаковая корреляция эффектов вызвала оживленную теоретическую дискуссию. Более подробно результаты измерений в LANL и их теоретическое обсуждение приведены в обзоре [2], так что здесь мы не будем их касаться.

Отметим лишь, что, несмотря на большое количество теоретических работ, пытающихся качественно объяснить феномен знаковой корреляции P -нечетных эффектов в p -резонансах, ни одна из них не описывает эффект в ^{232}Th с количественной стороны.

Отметим, что в работах LANL был впервые получен усредненный по многим резонансам одного ядра среднеквадратичный матричный элемент $M^2 = \langle |s| M |p \rangle^2$.

Согласно компаунд-ядерной модели смешивания четностей матричные элементы индивидуальных p -резонансов M являются случайными гауссовскими переменными со средним значением $\bar{M} = 0$, а их разброс определяется M^2 . Процедура определения $\sqrt{M^2}$ из набора индивидуальных значений $P_i(E_p)$ изложена в [95], а также описана в обзоре [2]. Для 23 p -резонансов в ^{232}Th получено значение $\sqrt{M^2} = (1,39^{+0,55}_{-0,38})$ мэВ. Отмечается, что это зна-

чение совпадает с оценкой, использующей формулы механизма динамического усиления эффекта нарушения четности. Пользуясь формулой (4)

$$\sqrt{M^2} = \frac{V_{PV}}{\sqrt{N}} = \frac{V_{PV}}{\sqrt{\Delta E/D}}$$

и подставляя $\Delta E = 1$ МэВ, $D = 10$ эВ, $N = \Delta E/D = 10^5$, $V_{PV} = F\Delta E = 3 \cdot 10^{-7} \cdot 1$ МэВ = 0,3 эВ, получим $\sqrt{M^2} \cong 1$ мэВ.

4.12. ^{238}U . Проведенные в ЛНФ ОИЯИ измерения асимметрии полных сечений на трех p -резонансах при энергиях $E_p = 4,4; 11,3$ и 19,5 эВ не обнаружили отличных от нуля эффектов [49,62]. В LANL анализировались 16 p -резонансов в области энергий от 6 до 300 эВ [95,96]. В четырех из них обнаружена P -нечетная асимметрия, выходящая за два стандартных отклонения, из них два эффекта имеют положительный знак, а два — отрицательный, т.е. корреляции знаков нет. Результаты приведены в [2]. Аналогично анализу измерений на ^{232}Th был получен усредненный по 16 резонансам среднеквадратичный матричный элемент [95]:

$$\sqrt{M^2} = (0,56_{-0,20}^{+0,41}) \text{ мэВ.}$$

4.13. ^{239}Pu . Последнее, самое тяжелое по массе ядро было исследовано только на предмет асимметрии полного сечения взаимодействия тепловых нейтронов противоположных спиральностей. Неудачная попытка была сделана в ИТЭФ [56], эффект не выходил за уровень ошибки $a_i = -(1,1 \pm 1,2) \cdot 10^{-6}$. В работе [58] ошибка была значительно снижена и эффект получен (см. табл.3).

В этом разделе, как и во всем обзоре, приведены лишь те результаты и только на тех ядрах, где получены статистически значимые эффекты или измерения имеют принципиальное значение. Большое число измерений со статистически незначимыми результатами опущено.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение нарушения пространственной четности в ядерных реакциях с поляризованными нейтронами подтверждает те общие черты, которые были описаны во введении. Механизм смешивания состояний с противоположной четностью на стадии компаунд-ядра является доминирующим. Это подтверждается тем обстоятельством, что хотя значения матричных элементов слабого взаимодействия M флуктуируют для разных ядер, однако они одинаковы для одних и тех же ядер, но в разных

реакциях. Это же подтверждается тем фактом, что модель смешивающихся составных состояний, на основе которой производилось сравнение экспериментальных результатов, достаточно хорошо описывает энергетическую зависимость эффекта, если учесть, что величины эффектов в резонансной и тепловой областях энергий различаются на 3+4 порядка.

Исследование нарушения четности в нейтронной оптике открывает новые возможности для изучения структуры ядра и его возбужденных состояний. Вспомним, что существование низкоэнергетичных p -резонансов у ряда ядер было обнаружено в ходе проводившихся исследований P -нечетных эффектов. Можно ожидать, что накопление экспериментальных данных в этой области ядерной физики позволит получить новую информацию о структуре слабого нуклон-нуклонного взаимодействия.

Автор выражает благодарность В.А.Весне за предоставление ряда материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abov Yu.G., Krupchitsky P.A., Oratovsky Yu.A. — Phys.Lett., 1964, vol.12, p.25; ЯФ, 1965, т.1, с.479.
2. Frankle C.M., Seestrom S.J. et al. — ЭЧАЯ, 1993, т.24, с.939.
3. Ской В.Р., Шарапов Э.И. — ЭЧАЯ, 1991, т.22, с.1400.
4. 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.
5. Сушков О.П., Фламбаум В.В. — Успехи физ. наук., 1982, т.136, с.3.
6. Шапиро И.С. — Успехи физ. наук, 1968, т.95, с.647.
7. Сушков О.П., Фламбаум В.В. — ЯФ, 1981, т.33, с.629.
8. Гольдбергер М., Ватсон К. — Теория столкновений. Пер. с англ. М.: Мир, 1967.
9. Flambaum V.V., Sushkov O.P. — Nucl. Phys., 1985, vol.A435, p.352.
10. Блин-Стойл Р. — Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро: Пер. с англ. М.: Мир, 1976.
11. Лобов Г.А. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1968, т.32, с.886.
12. Biedenharn L.C., Rose M.E. — Rev. Mod. Phys., 1953, vol.25, p.729.
13. Барабанов А.Л. — ЯФ, 1992, т.55, с.1876; там же, с.2709.
14. Haas R., Leipuner L., Adair R. — Phys. Rev., 1959, vol.116, p.1221.
15. Алфименков В.П., Борзаков С.Б. и др. — Сообщение ОИЯИ Р3-87-43, Дубна, 1987.
16. Алфименков В.П., Борзаков С.Б. и др. — Сообщение ОИЯИ Р3-87-117, Дубна, 1987.
17. Abov Yu.G., Krupchitsky P.A. et al. — Phys. Lett., 1968, vol.B27, p.16; ЯФ, 1969, т.10, с.558.
18. Абов Ю.Г., Данилов М.М., Ермаков О.Н. и др. — ЯФ, 1972, т.16, с.1218.

19. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А. — Поляризованные медленные нейтроны. М.: Атомиздат, 1966.
20. Данилян Г.В., Новицкий В.В., Павлов В.С. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, с.380.
21. Alberi J.L., Wilson R., Schroder J.G. — Phys. Rev. Lett., 1972, vol.29, p.518.
22. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А. — Успехи физ. наук, 1976, т.118, с.141.
23. Liaud P., Steinberg R.I., Vignon B. — Nucl. Instr. Meth., 1975, vol.125, p.7.
24. Cavaignac J.C., Vignon B., Wilson R. — Phys. Lett., 1977, vol.B67, p.148.
25. Wilson R. — Proc. Symp. Parity Violation in Hadron Systems, Wancouever, 1987, ed. Page, TRI-87-3, p.176.
26. Desplangues B., Donohue J.F., Holstein B.R. — Ann Phys. (N.Y.), 1980, vol.124, p.449.
27. Avenier M., Cavaignac J.C. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.B137, p.125; Nucl. Phys., 1986, vol.A459, p.335.
28. Avenier M., Bagieu G. et al. — Nucl. Phys., 1985, vol.A436, p.83.
29. Benkoula H., Cavaignac J.C. et al. — Phys. Lett., 1977, vol.B71, p.287.
30. Смотрицкий Л.М., Добрынин В.Н. — Частное сообщение.
31. Лобашев В.М. — ЯФ, 1965, т.2, с.957.
32. Лобашев В.М., Назаренко В.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1966, т.3, с.268.
33. Весна В.А., Коломенский Э.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, с.169.
34. Весна В.А., Ломаченков И.А. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.620.
35. Abov Yu.G., Ermakov O.N. et al. — Phys. Lett., 1989, vol.B217, p.225.
36. Лобов Г.А., Данилян Г.В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, т.41, с.1548.
37. Боровикова Н.В., Весна В.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.527.
38. Весна В.А., Егоров А.И. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, с.429.
39. Весна В.А., Егоров А.И. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.265.
40. Ермаков О.Н., Карпихин И.Л., Крупчицкий П.А. и др. — ЯФ, 1986, т.43, с.1359.
41. Антонов А., Весна В.А., Гledenov Ю.М. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.209; ЯФ, 1988, т.48, с.305.
42. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. — Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965.
43. Michel F.C. — Phys. Rev., 1964, vol.B133, p.329.
44. Forte M. — ILL Research Proposal 03-03-002, Grenoble, 1976.
45. Forte M., Heckel B.R., Ramsey N.F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1980, vol.45, p.2088.
46. Stodolsky L. — Phys. Lett., 1980, vol.B96, p.127.
47. Карманов В.А., Лобов Г.А. — Письма в ЖЭТФ, 1969, т.10, с.332.
48. Forte M. — In: Inst. Phys. Conf. Ser., No.42, ch.2, Bristol, Inst. Phys., 1978, p.86.
49. Алфименков В.П. — Успехи физ. наук, 1984, т.144, с.361.
50. Stodolsky L. — Nucl. Phys., 1982, vol.B197, p.213.
51. Kolomensky E.A., Lobashev V.M. et al. — Phys. Lett., 1981, vol.B107, p.272.
52. Весна В.А., Коломенский Э.А., Лобашев В.М. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, с.351.
53. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. — ЯФ, 1980, т.32, с.102; там же, 1983, т.37, с.607; там же, 1984, т.39, с.585.
54. Heckel B., Ramsey N.F. et al. — Phys. Lett., 1982, vol.B119, p.298.
55. Heckel B., Forte M. et al. — Phys. Rev., 1984, vol.C29, p.2389.

56. Абов Ю.Г., Ермаков О.Н. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.1585.
57. Бондаренко Л.Н., Жуков С.В. и др. ЯФ, 1986, т.44, с.1121.
58. Бондаренко Л.Н., Жуков С.В., Кузнецов В.Л. — Письма в ЖЭТФ, 1987, т.46, с.222.
59. Draghicescu P., Lushchikov V.I. et al. — Phys. Lett., 1964, vol.12, p.334.
60. Лушчиков В.И., Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. — ЯФ, 1969, т.10, с.1178.
61. Алфименков В.П., Борзаков С.Б. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, с.308; там же, 1982, т.35, с.42; там же, 1982, т.35, с.351.
62. Alifimov V.P., Borzakov S.B. et al. — Nucl. Phys., 1983, vol.A398, p.93.
63. Алфименков В.П., Борзаков С.Б. и др. — Сообщения ОИЯИ Р3-88-318, Дубна, 1988.
64. Алфименков В.П., Мареев Ю.Д. и др. — ЯФ, 1991, т.54, с.1489.
65. Бирюков С.А., Бондаренко Л.Н. и др. — ЯФ, 1987, т.45, с.1511.
66. Masuda Y., Ishimoto S. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A264, p.169.
67. Masuda Y., Adachi T. et al. — Nucl. Phys., 1988, vol.A478, p.737.
68. Masuda Y., Adachi T. et al. — Nucl. Phys., 1989, vol.A504, p.269.
69. Shimizu H.M., Adachi T. et al. — Nucl. Phys., 1993, vol.A552, p.293.
70. Bowman C.D., Bowman J.D., Yuan V.W. — Phys. Rev., 1989, vol.C39, p.1721.
71. Yuan V.W., Bowman C.D. et al. — Phys. Rev., 1991, vol.C44, p.2187.
72. Frankle C.M., Bowman J.D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, vol.67, p.564.
73. Sharapov E.I., Wender S.A. et al. — Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Ed. Richard W.Hoff. AIP.N.Y., 1991.
74. Frankle C.M., Bowman J.D. et al. — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.1542.
75. Алфименков В.П., Борзаков С.Б. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.39, с.345.
76. Алфименков В.П., Борзаков С.Б. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ №10-85, Дубна, 1985, с.19.
77. Алфименков В.П., Борзаков С.Б. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.927.
78. Князьков В.А., Коломенский Э.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.36, с.169.
79. Danilov G.S. — Phys. Lett., 1965, vol.18, p.40.
80. Дубовик В.М., Зенкин С.В. и др. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, с.575.
81. Blin-Stoyle R.I., Feshbach H. — Nucl. Phys., 1961, vol.27, p.395.
82. Москалев А.И. — ЯФ, 1969, т.9, с.163.
83. Сушков О.П., Фламбаум В.В. — Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-24, Новосибирск, 1983.
84. Бунаков В.Е., Гудков В.П. и др. — ЯФ, 1989, т.49, с.988.
85. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. — ЯФ, 1983, т.37, с.581.
86. Сушков О.П., Фламбаум В.В. — Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, с.377.
87. Mughabghab S.F. et al. — Neutron Cross Sections. Acad. Press., N.Y., 1981.
88. Bartholomew G.A. et al. — Nuclear Data Tables, 1968, A5 1-2, 1.
89. Krupchitsky R.A. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A284, p.71.
90. Blin-Stoyle R.I. — Phys. Rev., 1960, vol.120, p.181.
91. Karl G., Tadic D. — Phys. Rev., 1977, vol.C16, p.1726.
92. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. — ЯФ, 1985, т.42, с.885.
93. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. — ЯФ, 1987, т.45, с.1302.
94. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. — ЯФ, 1994, т.57, с.39.
95. Zhu Z., Bowman J.D. et al. — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.768.
96. Bowman J.D., Bowman C.D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, vol.65, p.1192.