

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО ПРОВЕРКЕ T -ИНВАРИАНТНОСТИ
В НЕЙТРОН-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

*А. Г. Беда**

Государственный научный центр
«Институт теоретической и экспериментальной физики», Москва

*В. Р. Ской***

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1477
ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ О СТРУКТУРЕ ВЕКТОРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ	1480
СТРУКТУРА ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ НЕЙТРОН-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	1482
МЕХАНИЗМЫ УСИЛЕНИЯ ЭФФЕКТОВ НАРУШЕНИЯ T -ИНВАРИАНТНОСТИ	1486
ТРЕХВЕКТОРНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ	1489
ПЯТИВЕКТОРНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ	1498
ПРОВЕРКА T -ИНВАРИАНТНОСТИ В РЕАКЦИЯХ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ	1509
КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ НА КРИСТАЛЛАХ	1511
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1514

*E-mail: beda@itep.ru

**E-mail: skoy@nf.jinr.ru

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ПРОВЕРКЕ T -ИНВАРИАНТНОСТИ В НЕЙТРОН-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

*А. Г. Беда**

Государственный научный центр
«Институт теоретической и экспериментальной физики», Москва

*В. Р. Ской***

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе рассмотрено современное состояние исследований по проверке T -инвариантности в нейтрон-ядерных реакциях. Подчеркнута перспективность исследований в этой области, связанная с возможным усилением эффектов нарушения T -инвариантности в компаунд-состояниях средних и тяжелых ядер. Подробно описана подготовка экспериментов по проверке T -инвариантности с использованием трехвекторной и пятивекторной корреляций в сечении взаимодействия поляризованных нейтронов с ориентированными ядрами. Рассмотрена также возможность проверки T -инвариантности в реакциях радиационного захвата нейтронов и при когерентном рассеянии поляризованных нейтронов на кристаллах.

We consider a present research status of the T -invariance tests in neutron-nuclear reactions. The specific feature of this field is a presence of enhancement effects of T -invariance violation in compound states of medium and heavy nuclei. We describe in detail the progress in preparation of the experimental tests of T -invariance with the use of three- and five-fold correlations in total cross section of interaction of polarized neutrons with aligned nuclei. We consider as well the tests of T -invariance in neutron capture reactions and neutron coherent scattering on the crystals.

PACS: 11.30.Er, 25.40.Fg

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия связь между физикой микромира и астрофизикой становится все более тесной и взаимодополняющей. Для объяснения целого ряда космологических фактов необходима более совершенная теория взаимодействия элементарных частиц, чем Стандартная модель, включающая в себя электрослабое взаимодействие и квантовую хромодинамику. С другой

*E-mail: beda@itep.ru

**E-mail: skoy@nf.jinr.ru

стороны, при экспериментальной проверке новых моделей взаимодействия частиц необходимо проводить измерения при все более и более высоких энергиях. Поскольку технические и технологические ресурсы для создания более мощных ускорителей ограничены, то естественной представляется проверка новых моделей взаимодействия по их космологическим следствиям. Одним из важнейших и интригующих, но по-прежнему непонятных космологических фактов является очевидная асимметрия вещества и антивещества в Метагалактике — видимой части Вселенной.

Иногда говорят о барионной асимметрии, хотя асимметрию нужно распространять и на лептоны (по крайней мере, на часть из них), ведь электронов тоже больше, чем позитронов, иначе вещество не могло бы существовать в атомарном состоянии. Считается, что асимметрия возникла на стадии инфляции Вселенной, сменившей стадию Большого взрыва. Полагают, что одним из общепринятых в настоящее время механизмов возникновения асимметрии является нарушение CP -симметрии (зарядовой и пространственной). В силу теоремы Людерса–Паули, более известной как CPT -теорема, нарушение CP -симметрии означает нарушение временной инвариантности (T -инвариантности). Впервые нарушение CP -симметрии было обнаружено экспериментально в 1964 г. в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [1]. Этот эксперимент стал по-настоящему эпохальным, он открыл новую область исследований по проверке CP - и T -инвариантности в ядерных реакциях и взаимодействиях элементарных частиц. Сейчас накоплены и систематизированы результаты по нарушению CP -симметрии, полученные в распадах K^0 - и B -мезонов [2, 3], а также по прямому нарушению T -инвариантности в осцилляциях $K^0-\bar{K}^0$ [4]. Стандартная модель взаимодействия элементарных частиц может количественно объяснить результаты всех указанных экспериментов благодаря наличию трех поколений кварков. С точки зрения электрослабого взаимодействия истинными являются собственные состояния кварков, не имеющие определенных масс. Они выражаются через кварки, обладающие определенными массами, через матрицу смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы. В общем случае элементы этой матрицы представляются линейными комбинациями синусов и косинусов трех малых углов, а также фазового множителя $e^{-i\delta}$. При этом структура членов такова, что только для двух поколений кварков этот множитель отсутствует. Фаза Кобаяши–Маскавы δ как раз и определяет нарушение CP -симметрии и T -инвариантности, если ее значение отлично от 0 или π . Таким образом, как *подгоночный параметр* она хорошо описывает всю совокупность выполненных экспериментов с K^0 - и B -мезонами. Тем не менее причина или механизм возникновения ненулевой фазы δ неясен. Кроме того, величина этой фазы мала и недостаточна для объяснения степени видимой асимметрии вещества и антивещества. Вероятно, существуют другие механизмы нарушения CP - и T -инвариантности.

В квантовой хромодинамике нарушение CP -симметрии может быть введено посредством добавления в лагранжиан слагаемого, получившего название θ -члена. Это некоторая константа θ (отсюда и название), по своей феноменологической сути сходная с фазой Кобаяши–Маскавы δ , умноженная на свертку тензоров напряженности глюонного поля. Из экспериментов следует, что $\theta < 10^{-8}$, и причина или механизм такой малости также неясны.

Заметим, что нарушение CP - и T -инвариантности наблюдалось только в мезонных процессах, поэтому важно проверить сохранение этих симметрий в барионных процессах с участием нуклонов. Большие надежды возлагаются на эксперименты по поиску электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона и некоторых атомов. В самом деле, при временной инверсии ЭДМ не должен менять знак, а спин (как вообще любой угловой момент) знак меняет. Спин важен потому, что это единственная величина, с которой вообще можно ассоциировать ЭДМ. Поэтому обнаружение ненулевого ЭДМ нейтрона или атомов явилось бы свидетельством нарушения T -инвариантности. Прогресс в подобных экспериментах, выполненных в последние десятилетия, огромен, но пока получено лишь верхнее ограничение на величину ЭДМ нейтрона на уровне $10^{-26} e \cdot \text{см}$, где e — заряд электрона. Некоторые модели предсказывают гораздо меньшие значения ЭДМ, и работа экспериментаторов по улучшению точности продолжается. Мы не будем подробно останавливаться на анализе этих экспериментов, поскольку существуют многочисленные обзоры, посвященные измерению ЭДМ нейтрона (см., например, [5, 6]).

Другим типом барионного процесса, в котором может нарушаться CP -симметрия, является β -распад поляризованных нейтронов. Выражение для вероятности распада включает члены вида

$$Xs[\mathbf{k} \times \mathbf{k}_\nu] + Rs[\mathbf{k} \times \mathbf{s}_e]. \quad (1)$$

Здесь, s , s_e — спины нейтрона и электрона соответственно, а \mathbf{k} , \mathbf{k}_ν — импульсы нейтрона и нейтрино. Обе векторные корреляции меняют знак при обращении времени (являются T -нечетными), поэтому отличие от нуля соответствующих коэффициентов X и/или R явилось бы свидетельством нарушения T -инвариантности в барионном процессе. Тем не менее точность выполненных к настоящему времени экспериментов не позволяет сделать подобного вывода. Кроме того, характерной особенностью этого процесса является взаимодействие продуктов распада, в частности, кулоновское взаимодействие электрона и протона, которое может существенно исказить угловые распределения. Учет подобного взаимодействия в конечном состоянии — задача непростая. По существу, именно это обстоятельство ограничивает предельную точность, с которой можно извлечь информацию о взаимодействии, нарушающем T -инвариантность в β -распаде [7]. В следующих разделах мы остановимся на подробном анализе экспериментов по проверке T -инвариантности в ядерных реакциях с участием нейтронов.

1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ О СТРУКТУРЕ ВЕКТОРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

В комментарии к выражению (1) мы отметили, что обе векторные корреляции T -нечетные, это отнюдь не редкость. Выражения для сечений взаимодействия и вероятностей многих процессов содержат подобные T -нечетные комбинации векторов, связанные со спинами и импульсами налетающих частиц и/или продуктов реакций. Тем не менее они могут не иметь отношения к нарушению T -инвариантности. Дело в том, что для действительного нарушения T -инвариантности коэффициент, связанный с данной векторной корреляцией, должен обладать определенной структурой.

T -нечетные корреляции в корне отличаются от P -нечетных. Наличие в сечении какой-либо реакции P -нечетного члена, например, вида $\mathbf{k} \cdot \mathbf{s}$ (импульса и спина), при отличии от нуля соответствующего коэффициента означает нарушение P -четности. Ненулевой коэффициент при какой-либо T -нечетной корреляции еще не означает нарушения временной инвариантности. Например, в выражение для сечения радиационного захвата поляризованных нейтронов ядрами входит слагаемое следующего вида [8]:

$$Z \cdot \mathbf{k} [\mathbf{s} \times \mathbf{k}_\gamma], \quad (2)$$

где \mathbf{k}_γ — импульс γ -кванта. Эта корреляция, очевидно, T -нечетна, и коэффициент Z отличен от нуля, но связан он с интерференцией s - и p -волновых резонансов в сечении радиационного захвата, а не с нарушением T -инвариантности. Подобные ненулевые корреляции наблюдались в реакциях $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$, $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)^{118}\text{Sn}$ и многих других, но результаты этих экспериментов интересны для ядерной спектроскопии, а не с точки зрения проверки фундаментальных симметрий.

В работе [9] было показано, что отличные от нуля T -нечетные корреляции могут также наблюдаться в эксперименте как результат взаимодействия в конечном состоянии. Ярким примером этого, помимо упомянутого β -распада нейтрона, является обнаружение довольно большого эффекта при исследовании T -нечетной корреляции $\mathbf{k} [\mathbf{s} \times \mathbf{k}_\alpha]$ в процессе тройного деления ядра с вылетом α -частицы [10], где \mathbf{k}_α — ее импульс. Поскольку теоретические оценки величины взаимодействия в конечном состоянии весьма приближительны, информация, полученная в указанном эксперименте, представляет интерес лишь для физики деления ядер. В работе [9] было отмечено, что единственным процессом, в котором наблюдение T -нечетной корреляции будет однозначно свидетельствовать о нарушении T -инвариантности, является упругое рассеяние, при котором начальное и конечное состояния системы совпадают, а взаимодействие в конечном состоянии отсутствует.

Отмеченное выше различие между P - и T -нечетными векторными корреляциями связано с различием в самой природе операций зеркального отраже-

ния и обращения времени. Операция обращения времени, в отличие от зеркального отражения, не только меняет знаки некоторых векторных величин, но и *переставляет начальное и конечное состояния* изучаемого процесса.

Таким образом, для проверки T -инвариантности интересны только те T -нечетные векторные корреляции, коэффициенты которых имеют структуру типа

$$S(i \rightarrow f) - S(f \rightarrow i), \quad (3)$$

где S — некоторая функция, характеризующая переход взаимодействующей системы из состояния i в состояние f . Если под i и f понимать начальное и конечное состояния, то отличие от нуля выражения (3) означает, что вероятность некоторого прямого процесса отлична от вероятности обратного, что по своей сути и означает нарушение временной инвариантности. Заметим, что важна разностная структура (3), вид самой функции S достаточно произволен с точки зрения описываемого ею процесса. Нарушение P -четности, наоборот, как правило, связано со структурой самой функции S . Для этого достаточно, чтобы, например, $S(i \rightarrow f) \neq 0$, когда состояния i и f имеют разные четности. Поэтому разностная структура коэффициента соответствующей P -нечетной корреляции не обязательна.

Разумеется, экспериментально осуществить процесс, являющийся временным обращением данного, возможно далеко не всегда. Это касается, например, процессов распада, когда образуется несколько частиц. Тем не менее для этой цели есть очень удобный метод — пропускание пучка частиц через слой вещества мишени. Пропускание широко используется, например, для измерения полных сечений взаимодействия частиц с ядрами и в целом ряде прикладных исследований. При исследовании нарушения пространственной четности или T -инвариантности измеряется число поляризованных нейтронов N , прошедших через ядерную мишень, а характерными наблюдаемыми являются асимметрии вида

$$\alpha = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}, \quad (4)$$

где N_{\uparrow} и N_{\downarrow} — число отсчетов в детекторе при двух противоположных направлениях спина нейтронов s . Однако асимметрия (4) отражает лишь необходимость проведения измерений с поляризованными нейтронами. Так, для исследования нарушения пространственной четности используется пучок поляризованных нейтронов и не ориентированная ядерная мишень. Для проверки T -инвариантности нужны поляризованные нейтроны и ориентированная (поляризованная или выстроенная) ядерная мишень. Поэтому в каждом отдельном случае вид асимметрии может быть более сложным, и, как правило, он связан с необходимостью исключения ложных эффектов. В следующих разделах мы рассмотрим этот вопрос более подробно.

2. СТРУКТУРА ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ НЕЙТРОН-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами согласно оптической теореме имеет вид

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi \frac{1}{k^2} \text{Im} f, \quad (5)$$

где f — амплитуда упругого рассеяния на нулевой угол, описывающая когерентный процесс распространения нейтронной волны в веществе мишени. В общем случае взаимодействия поляризованных нейтронов с ориентированными ядрами амплитуда выражается следующим образом:

$$f = A + pp_1 B (\mathbf{s} \cdot \mathbf{I}) + pC (\mathbf{s} \cdot \mathbf{k}) + pp_1 D (\mathbf{s} \cdot [\mathbf{k} \times \mathbf{I}]) + p_1 E (\mathbf{k} \cdot \mathbf{I}) + pp_2 F (\mathbf{k} \cdot \mathbf{I}) (\mathbf{s} \cdot [\mathbf{k} \times \mathbf{I}]). \quad (6)$$

В спиновом пространстве нейтрона она представляется матрицей 2×2 . Здесь \mathbf{I} — спин ядра мишени; p — степень поляризации нейтронов; p_1 — степень ядерной поляризации и p_2 — степень ядерного выстраивания, которые определяются как

$$p = \frac{\langle m_s \rangle}{s}, \quad p_1 = \frac{\langle m_I \rangle}{I} \quad \text{и} \quad p_2 = \frac{3\langle m_I \rangle^2 - I(I+1)}{I(2I-1)}. \quad (7)$$

Здесь $\langle m_s \rangle$ и $\langle m_I \rangle$ есть средние значения проекций спинов \mathbf{s} и \mathbf{I} на оси \mathbf{n}_s и \mathbf{n}_I соответственно.

Коэффициент A в (6) описывает сильное взаимодействие неполяризованных нейтронов с неполяризованными ядрами, B — сильное взаимодействие поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами. Коэффициенты C и E связаны со слабым взаимодействием, нарушающим P -четность (PV) во взаимодействии поляризованных нейтронов с неполяризованными ядрами и неполяризованных нейтронов с поляризованными ядрами соответственно. Коэффициент D характеризует взаимодействие, нарушающее одновременно P -четность и T -инвариантность (PVTV). Наконец, коэффициент F соответствует взаимодействию, нарушающему T -инвариантность, но сохраняющему P -четность (PCTV).

Векторные корреляции, стоящие при коэффициентах D и F , получили в литературе названия тройной и пятерной, соответственно, по числу входящих в них векторных величин. Общие выражения для всех коэффициентов через элементы S -матрицы даны в работе [11]. Коэффициент D , связанный с одновременным нарушением P -четности и T -инвариантности, в выбранных обозначениях имеет следующий вид:

$$D \simeq \sum_{j=1/2}^{3/2} g_j \left[S_J \left(0 \frac{1}{2} \rightarrow 1j \right) - S_J \left(1j \rightarrow 0 \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (8)$$

Здесь J — полный момент составного ядра, а $S_J(lj \rightarrow l'j')$ — элементы S -матрицы, описывающие переход из начального состояния системы нейтрон-ядро с орбитальным моментом l и полным моментом $j = |l \pm 1/2|$ в конечное состояние с орбитальным и полным моментами l' и j' соответственно; g_j — спиновые множители [11]. Для случая $j = 1/2$ мы получаем выражение, содержащее разность элементов S -матрицы:

$$D \simeq S_J\left(0\frac{1}{2} \rightarrow 1\frac{1}{2}\right) - S_J\left(1\frac{1}{2} \rightarrow 0\frac{1}{2}\right). \quad (9)$$

Процесс, описываемый выражением (9), можно изобразить в виде диаграмм (рис. 1), где n — нейтрон, N — ядро и W — взаимодействие, нарушающее P -четность и T -инвариантность. Левая диаграмма соответствует переходу $S_J\left(0\frac{1}{2} \rightarrow 1\frac{1}{2}\right)$, правая — $S_J\left(1\frac{1}{2} \rightarrow 0\frac{1}{2}\right)$.

Как нетрудно увидеть, эти диаграммы описывают взаимно обратные во времени процессы, а коэффициент D имеет как раз разностную структуру типа (3). Таким образом, $D \neq 0$ только в том случае, если вероятности прямого и обращенного во времени процесса не равны, т.е. T -инвариантность нарушена. Для $j = 3/2$ все выводы аналогичны. Заметим, что диаграммы на рис. 1 дают основной, но не единственный вклад в нарушение P -четности и T -инвариантности. Анализ других возможных процессов выполнен в работах [9, 12].

Так как PCTV-взаимодействие является P -четным, оно смешивает резонансы с одинаковой четностью. Структура соответствующего коэффициента F в (6) при смешивании p -волновых резонансов также имеет разностный вид [13]:

$$F \simeq S_J\left(1\frac{1}{2} \rightarrow 1\frac{3}{2}\right) - S_J\left(1\frac{3}{2} \rightarrow 1\frac{1}{2}\right). \quad (10)$$

Элементы S -матрицы здесь описывают процессы перехода между состояниями нейтрон-ядро с орбитальным моментом $l = 1$, но разными полными моментами j . Диаграммы этих процессов подобны изображенным на рис. 1, но с заменой s на $j = 1/2$ и p на $j = 3/2$. Если PCTV-взаимодействие смешивает s - и d -резонансы, то коэффициент F пропорционален $S_J\left(0\frac{1}{2} \rightarrow 2j\right) - S_J\left(2j \rightarrow 0\frac{1}{2}\right)$. В дальнейшем изложении мы для упрощения записи будем опускать индекс J , подразумевая, что любое нарушающее фундаментальные симметрии взаимодействие всегда смешивает состояния с одинаковым пол-

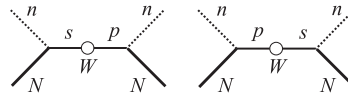


Рис. 1. Диаграммы процессов, дающих основной вклад в нарушение P -четности и T -инвариантности. Пояснения даны в тексте

ным моментом. Таким образом, исследования трехвекторной и пятивекторной корреляций в силу их различной природы должны рассматриваться не как конкурирующие, а как дополнительные эксперименты, нацеленные на поиск взаимодействий, нарушающих T -инвариантность.

Теперь рассмотрим явный вид элементов S -матрицы для случая смешивания s - и p -волновых резонансов. Снова следуя работе [11], запишем их в виде

$$S \left(0 \frac{1}{2} \rightarrow 1 \frac{1}{2} \right) = S \left(1 \frac{1}{2} \rightarrow 0 \frac{1}{2} \right) \simeq \frac{\gamma_{ns} \gamma_{np} w_P}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)(E - E_p + i\Gamma_p/2)} \quad (11)$$

(мы опустили фазовые множители, связанные с потенциальным рассеянием). Здесь $\gamma_{ns} = \sqrt{\Gamma_{ns}}$ и $\gamma_{np} = \sqrt{\Gamma_{np}}$ — амплитуды нейтронных ширин s - и p -резонансов с полным моментом $j = 1/2$; Γ_s и Γ_p — полные ширины, а E_s и E_p — энергии резонансов. Наконец, E — энергия нейтрона, а w_P — матричный элемент взаимодействия, нарушающего P -четность. Если T -инвариантность имеет место, то этот матричный элемент либо действительный, либо чисто мнимый в зависимости от выбранного представления. Мы будем считать его действительным.

Если существует P -нечетное взаимодействие, нарушающее T -инвариантность, то матричный элемент представляется уже комплексной величиной:

$$w_P \rightarrow w_P + iw_{PT}, \quad (12)$$

где w_{PT} — действительная величина, характеризующая силу этого взаимодействия. Поскольку элементы S -матрицы в (11) описывают взаимно обратные во времени процессы, то в присутствии нарушающего T -инвариантность взаимодействия их вид изменится:

$$S_J \left(0 \frac{1}{2} \rightarrow 1 \frac{1}{2} \right) \simeq \frac{\gamma_{ns} \gamma_{np} (w_P + iw_{PT})}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)(E - E_p + i\Gamma_p/2)}, \quad (13)$$

$$S_J \left(1 \frac{1}{2} \rightarrow 0 \frac{1}{2} \right) \simeq \frac{\gamma_{ns} \gamma_{np} (w_P - iw_{PT})}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)(E - E_p + i\Gamma_p/2)}, \quad (14)$$

а коэффициент D в (9) теперь пропорционален $2w_{PT} \neq 0$.

Согласно всем существующим моделям $w_{PT} \ll w_P$. Кроме того, как следует из экспериментов, $w_P \ll 1$ эВ, поэтому выражение (12) можно переписать в виде

$$w_P + iw_{PT} \approx w_P e^{iw_{PT}/w_P} = w_P e^{i\lambda_{PT}}. \quad (15)$$

Отношение λ_{PT} имеет тот же смысл, что и фаза Кобаяши–Маскавы: δ -отличие его от нуля или π означает нарушение T -инвариантности. В литературе установилась практика представлять не сам матричный элемент w_{PT} ,

Таблица 1. Теоретические оценки отношения λ_{PT}

Модель	λ_{PT}
Фаза Кобаяши–Маскавы	$\leq 10^{-10}$
Лево-правая симметрия	$\leq 4 \cdot 10^{-3}$
Горизонтальная симметрия	$\leq 10^{-5}$
Заряженные бозоны Хиггса	$\leq 2 \cdot 10^{-6}$
Нейтральные бозоны Хиггса	$\leq 3 \cdot 10^{-4}$
θ -член в лагранжиане КХД	$\leq 5 \cdot 10^{-5}$
ЭДМ нейтрона (однопетлевой механизм)	$\leq 4 \cdot 10^{-3}$
Атомный ЭДМ (^{199}Hg)	$\leq 2 \cdot 10^{-3}$

а величину λ_{PT} . В табл. 1, взятой из работы [14], приведены оценки этого отношения, сделанные в рамках разных моделей.

Как было сказано выше, структура коэффициента F также имеет разностный вид (10). В этом случае элемент S -матрицы для смешивания резонансов 1 и 2 одинаковой четности при $j \neq j'$ [13]

$$S(1j \rightarrow 1j') \simeq \frac{\text{Im}[\gamma_n(j) \gamma_n^*(j')]}{E - E_1 + i\Gamma_1/2}. \quad (16)$$

Здесь индекс «1» относится к резонансу, вблизи которого проводится измерение. Амплитуда нейтронной ширины с соответствующим полным моментом нейтрона γ_n представляет собой линейную комбинацию амплитуд нейтронных ширин, относящихся к резонансам 1 и 2. В отсутствие взаимодействия, нарушающего T -инвариантность, $\gamma_n = \gamma_n^* = \gamma_{n1}$, т. е. $S(1j \rightarrow 1j') = 0$. Таким образом, коэффициент F отличен от нуля только в том случае, если амплитуды нейтронных ширин комплексны, что определяется вкладом PCTV-взаимодействия. Сразу заметим, что в области разрешенных резонансов из-за центробежного барьера $\gamma_{np} \simeq (kR) \gamma_{ns} \simeq 10^{-3} \gamma_{ns}$, где R — радиус ядра, поэтому коэффициент F в (10) значительно меньше, чем D , даже при условии одинаковой силы PVTV- и PCTV-взаимодействий.

При теоретическом анализе PCTV-взаимодействия рассматривается величина отношения одночастичных матричных элементов PCTV-взаимодействия w_T и сильного взаимодействия w , поскольку оба взаимодействия являются P -четными:

$$\lambda_T = \frac{w_T}{w}. \quad (17)$$

Как и в случае PVTV-взаимодействия, оценка величины λ_T сильно зависит от модели. В конце 1990-х гг. существовало мнение, что из результатов измере-

ний ЭДМ нейтрона и атомов следует более строгое ограничение на интенсивность РСТV-взаимодействий, чем из прямых экспериментов по исследованию T -неинвариантных P -четных эффектов (например, в ядерных реакциях). Из результатов теоретических работ, посвященных ЭДМ нейтрона, следовало ограничение на РСТV-взаимодействие, $\lambda_T < 10^{-8}$ [15]. Недавно это ограничение было пересмотрено в работе [16], и было показано, что оно может быть получено из данных по ЭДМ нейтрона только в рамках определенных предположений. Однако нет никаких серьезных оснований следовать этим предположениям. В рамках других допущений из ЭДМ нейтрона ограничение на величину λ_T нельзя получить, и в этом случае можно использовать только относительно слабое ограничение, $\lambda_T < 10^{-4}$ [16], которое следует из прямых экспериментов по поиску T -неинвариантных P -четных эффектов.

3. МЕХАНИЗМЫ УСИЛЕНИЯ ЭФФЕКТОВ НАРУШЕНИЯ T -ИНВАРИАНТНОСТИ

В отличие от процессов с участием только элементарных частиц, где эффекты нарушения фундаментальных симметрий непосредственно связаны с соответствующими константами и, как правило, малы, в ядерных процессах наблюдается значительное усиление этих эффектов. Усиление связано со сложной структурой уровней составного ядра при захвате нейтрона, наибольших значений оно достигает в тяжелых ядрах. С одной стороны, механизмы усиления облегчают задачу поиска эффектов нарушения симметрий, с другой — значительно усложняют их анализ и извлечение соответствующих матричных элементов и констант взаимодействий, ответственных за эти нарушения. Последнее обстоятельство связано со статистической природой механизмов усиления.

В большинстве экспериментов, посвященных изучению нарушения P -четности в нейтрон-ядерных реакциях, наблюдалось усиление эффектов нарушения пространственной четности в компаунд-резонансах ядер [17, 18]. Измеренные асимметрии (4) достигали значений 10^{-2} – 10^{-1} , что на много порядков превосходит величину 10^{-8} – 10^{-7} нарушения P -четности в элементарном нуклон-нуклонном взаимодействии. В p -волновом резонансе $E \approx E_p$ порядок величины P -нечетного эффекта определяется следующей формулой (см., например, обзор [9]):

$$\alpha_P \simeq \frac{n_t L \gamma_{ns} w_P}{k^2 \gamma_{np} \Delta E}, \quad (18)$$

где n_t — плотность ядер мишени; L — ее толщина по пучку и $\Delta E = E_s - E_p$ — расстояние между резонансами составного ядра. Вне p -волнового резонанса измеряемая асимметрия α_P намного меньше приведенной выше

оценки. Увеличение P -нечетного эффекта в p -волновом резонансе называется резонансным усилением.

В p -волновом резонансе P -нечетная асимметрия содержит фактор $\gamma_{ns}/\gamma_{np} \simeq 1/kR \simeq 10^3$, который обычно называют фактором структурного усиления, однако связан он с выбором нормировки на p -волновую часть полного сечения. В работе [12] было показано, что в тяжелых ядрах отношение

$$\frac{w_P}{\Delta E} \approx G \frac{w}{\Delta E} \approx G \sqrt{\frac{d_0}{d}}, \quad (19)$$

где w — матричный элемент сильного взаимодействия; $G \simeq 10^{-8}-10^{-7}$ — отношение сил слабого и сильного взаимодействий, которое характеризует величину эффектов в одночастичных процессах; d_0 — расстояние между одночастичными уровнями, а d — расстояние между уровнями составного ядра. Отношение d_0/d по порядку величины сопоставимо с числом одночастичных состояний N_s , дающих вклад в структуру составного ядра, которое достигает в тяжелых ядрах 10^5-10^6 .

Обычно толщина мишени L выбирается так, чтобы в данном p -резонансе $n_t L \sigma_t \simeq 1-2$, где σ_t — полное сечение. Вопрос о выборе толщины мишени для одновременного измерения во многих резонансах мы рассмотрим в разд. 5. Таким образом, опустив этот множитель, получим оценку P -нечетного эффекта в p -волновом резонансе:

$$\alpha_P \simeq (kR)^{-1} G \sqrt{N_s} \simeq 10^{-2}-10^{-1}. \quad (20)$$

Фактор $\sqrt{N_s} \simeq 10^3$ называется фактором динамического усиления. В соответствии с данной оценкой совместное (структурное и динамическое) усиление P -нечетного эффекта в p -волновом компаунд-резонансе по сравнению с P -нечетным эффектом в элементарном нуклон-нуклонном рассеянии может достигать величины 10^6 .

Интересно, что именно такой сильный P -нечетный эффект был обнаружен в p -волновом резонансе ядра ^{139}La , $\alpha_P = 0,073 \pm 0,005$ [18]. Более типичны эффекты масштаба $10^{-3}-10^{-2}$, т. е. факторы усиления имеют порядок 10^4-10^5 . Вскоре после наблюдения усиленного P -нечетного эффекта на ядре ^{139}La появились работы [19, 20], в которых было показано, что эффекты нарушения T -инвариантности также могут быть усилены в p -волновых резонансах компаунд-ядер.

Рассмотрим PVTV-асимметрию, связанную с трехвекторной корреляцией. В p -волновом резонансе ее можно записать с учетом (17) в следующем виде [19]:

$$\alpha_{PT} \simeq \frac{n_t L}{k^2} \frac{\gamma_{ns}}{\gamma_{np}} \frac{w_{PT}}{\Delta E} \simeq \frac{n_t L}{k^2} \frac{\gamma_{ns}}{\gamma_{np}} \frac{\lambda_{PT} w_P}{\Delta E} = \lambda_{PT} \alpha_P. \quad (21)$$

Принимая верхнее ограничение на величину $\lambda_{PT}^{\max} \simeq 10^{-3}$ (см. табл. 1) и $\alpha_P \simeq 10^{-1}$ для p -волнового резонанса ^{139}La , получим, что эксперимент по поиску PVTV-взаимодействия при пропускании резонансных поляризованных нейтронов через поляризованную мишень ядер ^{139}La в этом же p -волновом резонансе должен быть выполнен с точностью, допускающей измерение асимметрии на уровне

$$\alpha_{PT} \leq 10^{-4}. \quad (22)$$

Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в следующем разделе.

Перейдем теперь к оценке PCTV-асимметрии, связанной с пятивекторной корреляцией. В работе [20] было показано, что в p -волновом резонансе рассматриваемый эффект может достигать величины

$$\alpha_T \simeq \frac{w_T}{\Delta E}. \quad (23)$$

Фактор структурного усиления отсутствует, поскольку теперь мы имеем дело только с p -резонансами. Однако в силу соотношения

$$\frac{w_T}{\Delta E} \approx \lambda_T \frac{w}{\Delta E} \approx \lambda_T \sqrt{\frac{d_0}{d}} \simeq \lambda_T \sqrt{N_s} \quad (24)$$

динамическое усиление и здесь имеет место. Поскольку современное экспериментальное ограничение на величину λ_T составляет 10^{-4} [16], то исследование пятивекторной корреляции при взаимодействии поляризованных нейтронов с ориентированными ядрами позволит превзойти данное ограничение на PCTV-силы, если эксперимент будет выполнен с точностью

$$\alpha_T \leq 10^{-1}. \quad (25)$$

Следует отметить, что этот результат был получен потому, что $\lambda_T \gg G$, как это следует из сравнения выражений (19) и (24). Иными словами, PCTV-взаимодействие должно быть намного сильнее слабого, нарушающего P -четность.

Таким образом, существование механизмов усиления является дополнительным стимулом для проведения экспериментов по проверке T -инвариантности в реакциях нейтронов с тяжелыми ядрами. Большое усиление эффектов нарушения временной инвариантности в компаунд-резонансах ядер как для трехвекторной, так и для пятивекторной корреляции было предсказано более двадцати лет назад, но прогресс в этой области долгое время отсутствовал, во-первых, из-за серьезных методических проблем (в случае трехвекторной корреляции), во-вторых, из-за отсутствия подходящих ядерных мишеней и, в-третьих, из-за недостаточной интенсивности источников резонансных нейтронов. Однако в последнее время ситуация во всех трех направлениях существенно изменилась.

4. ТРЕХВЕКТОРНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ

4.1. Анализ ложных эффектов. Рассмотрим сначала методические проблемы, которые возникают при проверке T -инвариантности с использованием трехвекторной корреляции. Введем систему координат, показанную на рис. 2. В ней ось z совпадает с направлением импульса нейтрона \mathbf{k} , ось y перпендикулярна оси z и лежит в плоскости, определяемой \mathbf{k} и направлением ядерной поляризации \mathbf{I} , или осью выстроенности ядер. Наконец, ось x перпендикулярна плоскости zy . Уже в первых работах, посвященных этой тематике, было установлено, что отклонение вектора нейтронной поляризации \mathbf{s} от оси x приводит к ряду ложных эффектов. На практике это отклонение связано как с конечной точностью начальной ориентации поляризации, так и с эффектом псевдомагнетизма — ее вращением вокруг \mathbf{I} при пролете через мишень. В течение ряда лет предлагались различные способы устранения таких эффектов. В настоящее время реализуются два варианта постановки эксперимента по проверке T -инвариантности с использованием трехвекторной корреляции, в которых предполагается существенное подавление ложных эффектов [21, 22]. Оба метода планируется реализовать на строящемся в Японии источнике JSNS. Ниже они будут рассмотрены подробно.

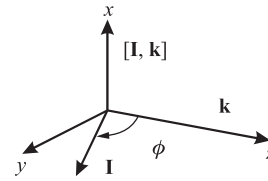


Рис. 2. Система координат для анализа экспериментальных эффектов по проверке T -инвариантности

В работе [23] был предложен удобный формализм для анализа методических особенностей экспериментов по проверке T -инвариантности в нейтронно-ядерных реакциях. Суть его состоит в следующем. Сначала вводится эффективный гамильтониан, описывающий распространение нейтронов в веществе:

$$H = -\frac{2\pi\hbar^2}{m_n}n_t f - \mu_n \boldsymbol{\sigma} \mathbf{M}, \quad (26)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули; μ_n — магнитный момент нейтрона; m_n — его масса и \mathbf{M} — внешнее магнитное поле. Амплитуда рассеяния на нулевой угол f определяется выражением (8), но теперь необходимо явно учесть ее матричную природу в спиновом пространстве нейтрона и положить $\mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma}/2$.

Сначала рассмотрим взаимодействие поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами, т. е. положим в (6) $p_2 = 0$. Тогда гамильтониан (26) можно представить в виде

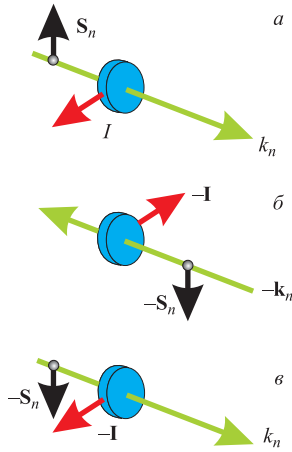
$$\frac{H}{\hbar} = -\frac{2\pi\hbar}{m_n}n_t (A + p_1 E \cos \phi) + b_x \sigma_x + b_y \sigma_y + b_z \sigma_z, \quad (27)$$

где

$$\begin{aligned} b_x &= -\frac{2\pi\hbar}{m}n_t p_1 D \sin \phi, \\ b_y &= -\frac{2\pi\hbar}{m}n_t p_1 B \sin \phi - \frac{\mu_n}{\hbar}M \sin \phi, \\ b_z &= -\frac{2\pi\hbar}{m}n_t (C + p_1 B \cos \phi) - \frac{\mu_n}{\hbar}M \cos \phi. \end{aligned} \quad (28)$$

Здесь B , C и D — коэффициенты из (6) при соответствующих корреляциях.

Теперь рассмотрим способы извлечения из экспериментальных данных величин, в которые входит $b_x \simeq D$. С точки зрения структуры тройной



корреляции это представляется довольно простым делом. Схема соответствующего эксперимента приведена на рис. 3.

Вначале, направив нейтронную поляризацию $\mathbf{p} = |p|\mathbf{s}$ вдоль оси x , измерим пропускание через мишень пучка нейтронов с $\mathbf{p} = (p_x, 0, 0)$ и $(-p_x, 0, 0)$, соответствующих конфигурациям векторов на рис. 3, a и b . Затем возьмем разность полученных величин:

$$\Delta N \simeq p_x [\text{Im}(b'_x \cos(qt)) + \text{Im}(b'_y b'_z)], \quad (29)$$

где $q = \sqrt{\mathbf{b}\mathbf{b}}$, $b'_i = \sin(qt)(b_i/q)$, а t — время пролета нейтрона через мишень.

Рис. 3. a) Схема эксперимента, соответствующая структуре тройной корреляции в (8). b) Схема a , обращенная во времени. c) Схема b , повернутая на 180° вокруг оси x , совпадающей по направлению с \mathbf{s} и проходящей через центр мишени

Мы видим, что помимо искомого коэффициента b_x в (29) входит еще и дополнительное слагаемое, не связанное с нарушением T -инвариантности. Значит, при простейшей методике измерений возникает ложный эффект. Суть его можно продемонстрировать следующим образом. Хотя изначально нейтронная поляризация направлена строго вдоль оси x , тем не менее при распространении в веществе составляющая ядерных сил, связанная с коэффициентом B и направленная вдоль \mathbf{I} , поворачивает нейтронную поляризацию вокруг оси y , приводя к появлению компоненты вдоль оси z . С появлением этой компоненты «включается» слабое P -нечетное взаимодействие, которое и приводит к появлению в (29) асимметрии, не связанной с нарушением T -инвариантности.

В работе [24] было показано, что ложный эффект в (29) можно устранить, если добавить в схему эксперимента анализатор нейтронной поляризации на

выходе мишени. Однако для этого требуется очень высокая степень совпадения характеристик поляризатора нейтронов и анализатора их поляризации, чего практически невозможно добиться. Эта проблема отсутствует при постановке эксперимента, описанного в [21], где предложена последовательность измерений, представленная на рис. 4, а.

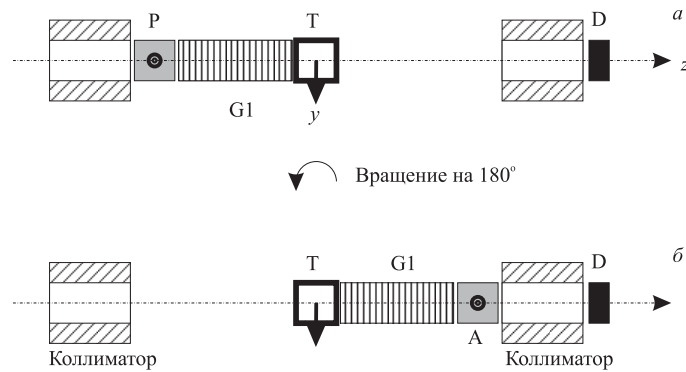


Рис. 4. Схема эксперимента из работы [21]. Ось x перпендикулярна рисунку. P — поляризатор; A — анализатор; T — мишень; D — детектор; G1 — канал транспортировки

Пусть в общем случае направление, вдоль которого поляризатор нейтронов поляризует пучок (ось поляризатора), задается единичным вектором $\mathbf{n}_s = (n_x, n_y, n_z)$. Тогда нейтронная поляризация на его выходе имеет все три компоненты: $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z) = p\mathbf{n}_s$, где p — поляризующая способность, которая зависит от типа поляризатора и энергии нейтрона. Сначала производится измерение пропусканий N_\uparrow и N_\downarrow для \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$ соответственно. Их разность равна

$$\begin{aligned} \Delta N_p \simeq p_x [\operatorname{Im} (b_x'^* \cos(qt)) + \operatorname{Im} (b_y' b_z'^*)] + \\ + p_y [\operatorname{Im} (b_y'^* \cos(qt)) + \operatorname{Im} (b_z' b_x'^*)] + \\ + p_z [\operatorname{Im} (b_z'^* \cos(qt)) + \operatorname{Im} (b_x' b_y'^*)]. \quad (30) \end{aligned}$$

Затем производится поворот поляризатора нейтронов вокруг оси x на 180° , как показано на рис. 4, б. При этом поворот мишени не производится, так что величина и направление ядерной поляризации остаются прежними. Таким образом, поляризатор нейтронов превращается в анализатор нейтронной поляризации, которая возникает в изначально неполяризованном пучке после его прохождения через мишень. Заметим, что при таком повороте

компоненты оси поляризатора трансформируются очевидным образом:

$$(n_x, n_y, n_z) \rightarrow (n_x, -n_y, -n_z), \quad (31)$$

а его поляризующая способность p остается неизменной и теперь становится анализирующей способностью. Разность пропусканий нейтронного пучка в состояниях анализатора с \mathbf{n}_s и $-\mathbf{n}_s$ в этом случае дается выражением

$$\begin{aligned} \Delta N_a \simeq p_x [\operatorname{Im} (b_x'^* \cos (qt)) - \operatorname{Im} (b_y' b_z'^*)] - \\ - p_y [\operatorname{Im} (b_y'^* \cos (qt)) - \operatorname{Im} (b_z' b_x'^*)] - \\ - p_z [\operatorname{Im} (b_z'^* \cos (qt)) - \operatorname{Im} (b_x' b_y'^*)]. \quad (32) \end{aligned}$$

Сложив (30) и (32), получаем

$$\Delta N_p + \Delta N_a \simeq p_x \operatorname{Im} (b_x'^* \cos (qt)) + p_y \operatorname{Im} (b_z' b_x'^*) + p_z \operatorname{Im} (b_x' b_y'^*). \quad (33)$$

Мы видим, что каждое из слагаемых в правой части пропорционально $b_x \simeq D$, т.е. сумма (32) отлична от нуля только в том случае, если T -инвариантность нарушается. По сути, эксперимент, предложенный в [21], является проверкой теоремы о равенстве поляризации и асимметрии ($P-A$), которая должна выполняться, если T -инвариантность имеет место.

На рис. 4 показан также канал транспортировки (G1), назначение которого — по возможности сохранить направление и величину нейтронной поляризации на пути от поляризатора к мишени. Если, тем не менее, на этом пути происходит небольшое изменение компонент нейтронной поляризации из-за несовершенства канала, то на входе в мишень они будут несколько отличаться от своих величин на выходе из поляризатора. Это, однако, не приводит к систематической ошибке, поскольку канал поворачивается вместе с поляризатором. При этом величина и направление ведущего поля в нем сохраняются.

В работе [22] был предложен другой вариант эксперимента по исследованию нарушения временной инвариантности, основанный на теореме взаимности (reciprocity theorem). Схема эксперимента, представленная на рис. 5, включает как поляризатор (P), так и анализатор (A). Сначала производится измерение разности пропусканий ΔN_{pa} нейтронов с поляризациями $\pm \mathbf{p}$ (рис. 5, а). Затем производится поворот всей установки, включая мишень, вокруг оси x на 180° . При этом поляризатор и анализатор меняются местами, а поляризация мишени меняет знак (рис. 5, б). Снова производится измерение разности пропусканий ΔN_{ap} нейтронов с поляризациями $\pm \mathbf{a}$, где, вообще говоря, $\mathbf{a} \neq \mathbf{p}$, поскольку анализатор и поляризатор не абсолютно идентичны.

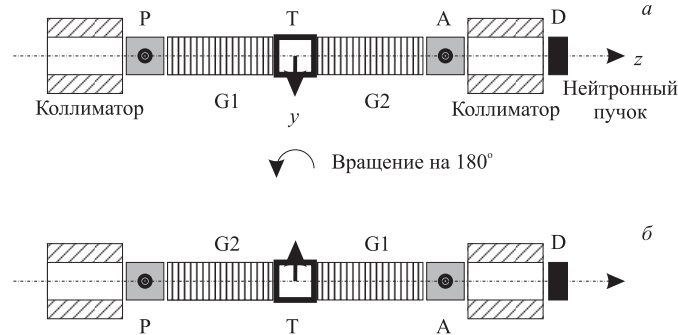


Рис. 5. Схема эксперимента из работы [22], пояснения даны в тексте

Наконец, взяв разность:

$$\begin{aligned} \Delta N_{pa} - \Delta N_{ap} \simeq & (p_x + a_x) \operatorname{Im} (b'_x{}^* \cos(qt)) + \\ & + (a_y p_z - a_z p_y) \operatorname{Re} (b'_x{}^* \cos(qt)) + \\ & + (p_z - a_z) \operatorname{Im} (b'_x b'_y{}^*) + (a_x p_y + a_y p_x) \operatorname{Re} (b'_x b'_y{}^*) + \\ & + (p_y - a_y) \operatorname{Im} (b'_z b'_x{}^*) + (a_x p_z + a_z p_x) \operatorname{Re} (b'_z b'_x{}^*), \quad (34) \end{aligned}$$

снова замечаем, что она содержит лишь слагаемые, пропорциональные $b_x \simeq D$. Каналы транспортировки G1 и G2 поворачиваются вместе со всей установкой и не вносят дополнительную систематическую ошибку.

Два описанных варианта постановки эксперимента имеют много общего с точки зрения технической реализации. Устранение различий между поляризатором и анализатором достигается сменой их положений на пути распространения нейтронного пучка. Требования к точностям поворота на 180° тоже аналогичны. В [21] показано, что для достижения точности измерения λ на уровне $\delta\lambda \simeq 10^{-4}$ (одно стандартное отклонение, т. е. $\delta\lambda/\lambda \simeq 1$) требуется осуществлять поворот с точностью $\sim 10^{-5}$ рад. Требование весьма жесткое, но не чрезмерное.

Есть и различия. Так, во втором варианте производится поворот мишени, что накладывает дополнительное требование на высокую точность этого поворота, поскольку различие в угле ϕ при измерении ΔN_{pa} и ΔN_{ap} приведет к ложному эффекту за счет слагаемого, пропорционального P -нечетному коэффициенту E в (6). К тому же установка становится более сложной и интенсивность прошедшего пучка нейтронов ниже, чем в варианте [21]. С другой стороны, одновременное использование поляризатора и анализатора несколько снижает требования для переходной области, где нейтрон входит в мишень, а его поляризация оказывается перпендикулярной ведущему магнитному полю в мишени. Снижается и требование к идентичности фонового магнитного поля до и после мишени. Поэтому и было принято решение

использовать обе методики для проверки T -инвариантности. Это особенно важно, если эффект будет обнаружен и необходимо будет доказать его истинную природу.

Представление коэффициентов ядерной амплитуды рассеяния (6) в виде (28), где им сопоставлены величины b , имеющие размерность частоты, очень удобно для анализа. Таким образом в него естественно включается магнитное поле, присутствие которого при проведении любого подобного эксперимента необходимо и неизбежно, во-первых, в качестве ведущего поля для сохранения нейтронной поляризации, во-вторых, для создания поляризации в мишени и устройствах, которые служат поляризатором и анализатором независимо от их природы. Кроме того, мы уже упоминали о ядерном псевдомагнетизме, величина которого определяется коэффициентом B . Дело в том, что если даже устранить непосредственный вклад B в измеряемый эффект, как это сделано в (33) и (34), но не уменьшить саму величину этого коэффициента, то измеряемый эффект будет очень мал. В самом деле,

$$b'_x \simeq \frac{D}{\sqrt{BB + CC + DD}} \simeq \frac{D}{\operatorname{Re}(B)}, \quad (35)$$

поскольку $D \leq C \ll \operatorname{Im}(B) \ll \operatorname{Re}(B)$. Значит, величина $1/\operatorname{Re}(B)$ является значительным фактором подавления истинного эффекта. Для компенсации псевдомагнетизма можно использовать внешнее магнитное поле M , как это явно сделано в (28). Если положить $\phi = \pi/2$ и

$$M = \frac{\hbar}{\mu_n} \operatorname{Re}(B), \quad (36)$$

то истинный эффект будет пропорционален

$$b'_x \sim \frac{D}{\operatorname{Im}(B)}, \quad (37)$$

что значительно больше, чем величина в (35).

Таким образом, помимо устранения ложных эффектов нужно также свести к минимуму влияние псевдомагнетизма для достижения максимальной величины истинного эффекта.

На рис. 6 представлены результаты моделирования эффектов нарушения T -инвариантности в рамках двух описанных выше методик. В экспериментах по проверке ($P-A$)-теоремы и теоремы взаимности эффекты определены как

$$\varepsilon_{PA} = \frac{\Delta N_p + \Delta N_a}{\Delta N_p - \Delta N_a}, \quad \varepsilon_R = \frac{\Delta N_{pa} - \Delta N_{ap}}{\Delta N_{pa} + \Delta N_{ap}} \quad (38)$$

соответственно.

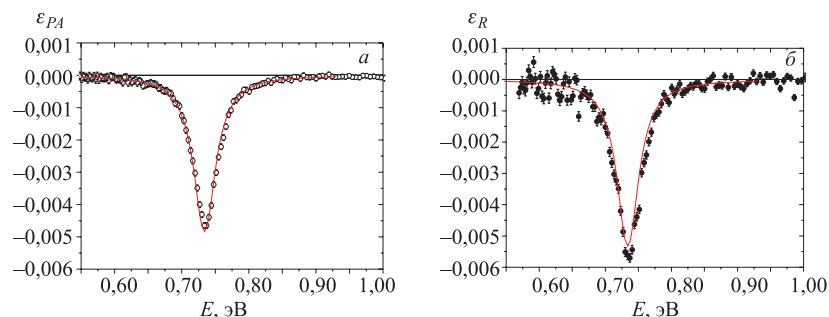


Рис. 6. Результаты моделирования возможного эффекта нарушения T -инвариантности в вариантах проверки $(P-A)$ -теоремы (а) и теоремы взаимности (б). Точки — результаты моделирования, кривые — результаты аналитических расчетов

Результаты, приведенные на рис. 6, получены для мишени LaAlO_3 толщиной 3 см с поляризацией ядер $p_2 = 50\%$ и $\lambda_{PT} = 1$. Чтобы получить оценку величины эффекта для разных моделей из табл. 1, необходимо просто умножить величины, представленные на рис. 6, на соответствующее значение λ_{PT} . Величины эффектов получились значительно ниже оценки для α_{PT} в (22). Дело в том, что структура выражений для ε_{PA} и ε_R существенно отличается от α_{PT} и связана с необходимостью исключения ложных эффектов. Разумеется, нормировать эффекты можно по-разному, и если комбинации измеряемых величин в числителе фиксированы из-за необходимости выделения членов, пропорциональных D , то выражения в знаменателе, в принципе, могут быть произвольными. Однако и здесь следует быть осторожными. Во-первых, необходимо не потерять факторов усиления и, во-вторых, избегать комбинаций, которые обращаются в нуль при каких-либо значениях изменяемых параметров (энергии нейтрона, величины компенсирующего поля и т. д.). Само по себе обращение в нуль не страшно — ясно, что соответствующую точку можно исключить из обработки. Дело в том, что с приближением к этой точке ошибки эффекта и флуктуации его величины также растут. А это может привести к полной потере информации или весьма затруднить ее извлечение.

В работе [25] был выполнен анализ эффектов (38) и показано, что в указанном смысле они определены корректно.

4.2. Поляризованная ядерная мишень. Длительное время постановка эксперимента по исследованию временной инвариантности сдерживалась из-за отсутствия подходящей поляризованной мишени. Наиболее перспективным для этих исследований является ядро ^{139}La , поскольку именно на этом ядре в p -волновом резонансе 0,734 эВ был обнаружен самый большой

эффект нарушения P -четности. Поэтому есть надежда, что все эффекты усиления, о которых мы говорили выше, скажутся и при возможном нарушении T -инвариантности. Для поляризации ядер лантана может быть использован метод динамической поляризации ядер (ДПЯ) [26]. По методу ДПЯ в рабочее вещество (материал мишени), содержащее исследуемые ядра, вводится парамагнитная примесь. При понижении температуры мишени до 0,5–1 К и включении магнитного поля (2,5–5 Тл) поляризация валентных электронов парамагнитной примеси будет близка к 100 %. Высокая степень поляризации системы электронных спинов может быть передана системе ядерных спинов при микроволновом облучении рабочего вещества мишени. Рабочее вещество для рассматриваемого эксперимента должно отвечать ряду требований: 1) в нем должно быть достаточно высокое содержание ядер ^{139}La ; 2) оно должно быть в виде монокристалла достаточно больших размеров и 3) ширина линии ЭПР парамагнитной примеси в нем должна быть достаточно узкой. В работе [27] было предложено подходящее рабочее вещество: $\text{LaAlO}_3:\text{Nd}^{3+}$, в котором удалось поляризовать ядра ^{139}La методом ДПЯ. При дальнейшей работе с этим рабочим веществом на небольших образцах достигнута поляризация $\sim 50\%$, что вполне достаточно для проведения полномасштабных экспериментов по проверке T -инвариантности при условии, что размер кристаллов удастся увеличить до $3 \times 3 \times 3$ см или больше.

4.3. Поляризация нейтронов. Важнейшими элементами для постановки экспериментов по исследованию временной инвариантности являются эффективные устройства для поляризации нейтронов. Для этой цели используются поляризованные ядерные мишени-фильтры. Их действие основано на том, что сечения взаимодействия нейтронов с некоторыми ядрами при параллельном $\sigma_{\uparrow\uparrow}$ и антипараллельном $\sigma_{\uparrow\downarrow}$ направлении поляризации нейтронов и ядер сильно различаются. Если рассматривать неполяризованный пучок нейтронов как два полностью поляризованных пучка с противоположно направленной поляризацией вдоль направления поляризации ядер мишени, то, например, при $\sigma_{\uparrow\downarrow} > \sigma_{\uparrow\uparrow}$ нейтроны, прошедшие через мишень, будут поляризованы в том же направлении, что и ядра. В настоящее время для поляризации нейтронных пучков в зависимости от диапазона энергий нейтронов используются протонные или гелиевые (^3He) спин-фильтры. Последние особенно эффективны при энергиях нейтронов ниже 1–2 эВ.

Относительно низкая энергия p -волнового резонанса в ^{139}La позволяет использовать поляризованный ^3He в качестве поляризатора нейтронов и анализатора их поляризации. Сам ^3He поляризуется методом оптической накачки [28]. Кювета, сделанная из специальных сортов стекла (пирекса, кварца, сапфира или алюмосиликата), заполняется газообразным ^3He и небольшим количеством рубидия и затем запаивается. Давление ^3He при нормальных условиях может достигать 10–12 атм. Кювета помещается в ведущее магнитное поле напряженностью 20–40 Гс и освещается циркулярно

поляризованным лазерным лучом, направление которого коллинеарно полю. Длина волны лазера равна 795 нм, что соответствует резонансной D1-линии атома рубидия. Ядерная поляризация ^3He осуществляется в двухступенчатом процессе. Сначала лазер поляризует атомы паров рубидия, а затем эта поляризация передается ядрам ^3He при их столкновениях за счет сверхтонкого взаимодействия. Необходимая концентрация паров рубидия поддерживается в результате нагрева кюветы. Типичная рабочая температура составляет $\sim 195^\circ\text{C}$. На рис. 7 приведена фотография установки для поляризации нейтронного пучка с помощью поляризованного ^3He , созданной в рамках коллаборации ЛНФ ОИЯИ–КЕК (Япония) [29]. На рис. 8 представлена измеренная зависимость нейтронной поляризации от энергии нейтронов. В качестве поляризатора использовалась цилиндрическая кювета из синтетического сапфира длиной 4,65 см и диаметром 3 см. Давление ^3He в кювете составляло 3,2 атм. Кювета помещалась внутри соленоида с постоянным полем 30 Гс и освещалась диодным лазером с выходной мощностью луча 17 Вт. В экспериментах была достигнута поляризация ^3He 62 %, что очень близко к теоретическому пределу ($\sim 70\%$). Несколько меньшая поляризация ^3He , 50–55 %, получалась при работе с различными кюветами из кварцевого стекла. Для обеспечения нейтронной поляризации 70–80 % в области p -резонанса 0,734 эВ необходимо использовать кювету большей длины и/или увеличить давление ^3He .

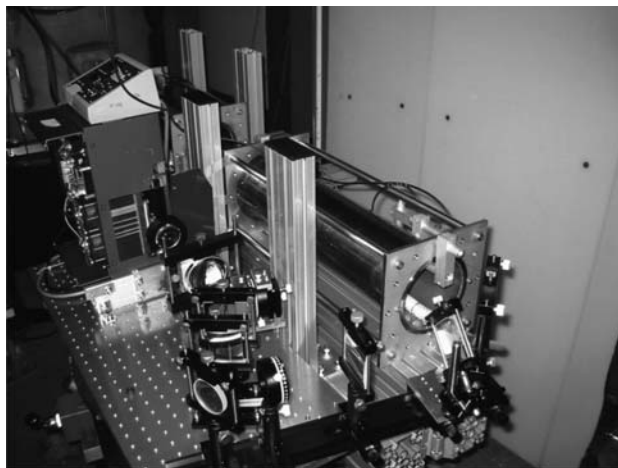


Рис. 7. Установка, созданная коллаборацией ЛНФ ОИЯИ–КЕК, для поляризации нейтронов на основе спинового фильтра с поляризованным ^3He . На переднем плане видна оптическая система сужения линии эмиссии лазера для более эффективной накачки ^3He . Кювета с гелием расположена внутри соленоида

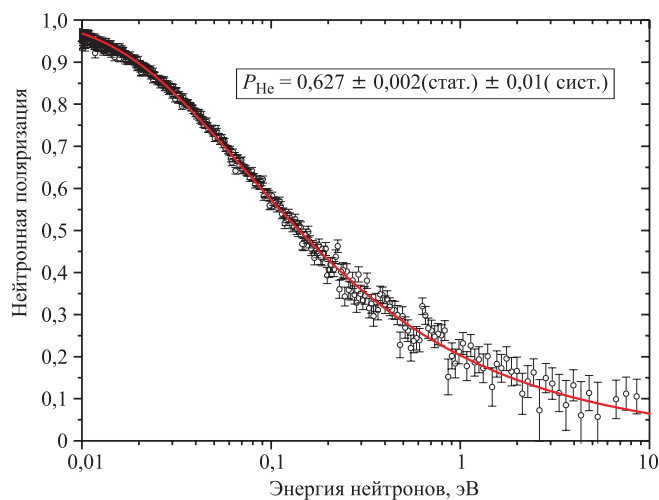


Рис. 8. Зависимость нейтронной поляризации от энергии нейтронов, полученная с помощью сапфировой кюветы (см. текст). В рамке приведена величина поляризации ^3He , достигнутая в этом эксперименте. Кривая — результат подгонки экспериментальных данных

Это, однако, не представляет технических трудностей и может быть сделано в рамках разработанных коллаборацией технологий.

Поскольку в ядрах, перспективных для исследования нарушения временной инвариантности с использованием пятивекторной корреляции, p -волновые резонансы расположены в большом интервале энергий (вплоть до нескольких сотен эВ), то в этом случае необходимо использовать протонный спин-фильтр, который обеспечивает высокую степень поляризации нейтронного пучка до энергии нейтронов порядка 50 кэВ [30]. Протонные спин-фильтры, созданные для исследования нарушения фундаментальных симметрий в экспериментах на пропускание, описаны в работах [31, 32], они имеют большую апертуру (диаметр мишени 80 мм) и обеспечивают поляризацию нейтронного пучка около 80 %.

5. ПЯТИВЕКТОРНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ

5.1. Постановка эксперимента. Возможность поиска PCTV-взаимодействия путем исследования сохраняющей пространственную четность и нарушающей временную инвариантность пятивекторной корреляции $s[\mathbf{k} \times \mathbf{l}](\mathbf{k} \cdot \mathbf{l})$ в полном сечении взаимодействия поляризованных резонансных нейтронов с

выстроенными ядрами была впервые рассмотрена более 20 лет назад в работах [33, 34].

В общем случае полное сечение нейтрон-ядерного взаимодействия зависит от взаимной ориентации векторов \mathbf{k} , \mathbf{s} и оси ядерного выстраивания. При учете только s - и p -резонансов полное сечение может быть записано в следующем виде [35]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} = & \sigma_0 + p(\mathbf{s} \cdot \mathbf{k}) \Delta\sigma_{PV1} + pp_2 [3(\mathbf{s} \cdot \mathbf{I})(\mathbf{k} \cdot \mathbf{I}) - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{I})] \Delta\sigma_{PV2} + \\ & + p_2 [3(\mathbf{k} \cdot \mathbf{I})^2 - 1] \Delta\sigma_D + pp_2 \mathbf{s} [\mathbf{k} \times \mathbf{I}] (\mathbf{k} \cdot \mathbf{I}) \Delta\sigma_T. \end{aligned} \quad (39)$$

Здесь σ_0 — полное сечение для неориентированных ядер и неполяризованного пучка нейтронов, величины $\Delta\sigma_{PV1}$, $\Delta\sigma_{PV2}$ описывают нарушение пространственной четности, $\Delta\sigma_T$ — нарушение временной инвариантности (PCTV) и $\Delta\sigma_D$ — деформационный эффект [35]. Для проверки временной инвариантности с использованием пятивекторной корреляции нас интересует последнее в (39) слагаемое. Как было отмечено выше (см. (10)), оно пропорционально разности $S_J \left(1\frac{1}{2} \rightarrow 1\frac{3}{2}\right) - S_J \left(1\frac{3}{2} \rightarrow 1\frac{1}{2}\right)$ и, следовательно, отлично от нуля только при нарушении временной инвариантности. Далее, как и раньше, мы опустим индекс J , подразумевая, что речь идет только о состояниях с одинаковым полным моментом составного ядра.

В работах [36, 37] была предложена модель смешивания p -волновых резонансов PCTV-взаимодействием. Пусть $w_{T(\mu\mu')}$ есть вещественный матричный элемент PCTV-взаимодействия между p -волновыми резонансами с номерами μ и μ' . Тогда в μ -м резонансе элементы S -матрицы можно записать так:

$$\begin{aligned} S \left(1\frac{1}{2} \rightarrow 1\frac{3}{2}\right) = & -S \left(1\frac{3}{2} \rightarrow 1\frac{1}{2}\right) \approx \frac{1}{E - E_\mu + i\Gamma_\mu/2} \times \\ & \times \sum_{\mu' \neq \mu} \frac{w_{T(\mu\mu')} \left(\gamma_{n\mu} \left(\frac{1}{2}\right) \gamma_{n\mu'} \left(\frac{3}{2}\right) - \gamma_{n\mu} \left(\frac{3}{2}\right) \gamma_{n\mu'} \left(\frac{1}{2}\right) \right)}{E_\mu - E_{\mu'}}, \end{aligned} \quad (40)$$

где $\gamma_{n\mu}(j)$ — амплитуда парциальной нейтронной ширины с полным моментом нейтрона j . Тогда величина $\Delta\sigma_T$ в (39) имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_T \approx & \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_\mu}{(E - E_\mu)^2 + \Gamma_\mu^2/4} \times \\ & \times \sum_{\mu' \neq \mu} \frac{w_{T(\mu\mu')} \left(\gamma_{n\mu} \left(\frac{1}{2}\right) \gamma_{n\mu'} \left(\frac{3}{2}\right) - \gamma_{n\mu} \left(\frac{3}{2}\right) \gamma_{n\mu'} \left(\frac{1}{2}\right) \right)}{E_\mu - E_{\mu'}}. \end{aligned} \quad (41)$$

Как отмечалось выше, для исследования T -инвариантности необходимо измерять асимметрию вида

$$\alpha_T = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}. \quad (42)$$

Здесь N_{\uparrow} и N_{\downarrow} — числа нейтронов с поляризацией, параллельной и антипараллельной направлению $[\mathbf{k} \times \mathbf{I}]$ соответственно. Поскольку $\Delta\sigma_T \ll \sigma_0$, эту асимметрию можно записать в виде

$$\alpha_T \approx n_t l p p_2 \Delta\sigma_T \sin \vartheta \cos \vartheta, \quad (43)$$

где l — толщина мишени и ϑ — угол между \mathbf{k} и \mathbf{I} . Асимметрия (43) имеет экстремумы при $\vartheta = 45$ и 135° .

Для постановки эксперимента с использованием пятивекторной корреляции перспективными являются средние и тяжелые ядра со спином $I > 1/2$, имеющие p -волновые резонансы недалеко от тепловой точки (0,025 эВ). Большая часть этих ядер была исследована коллаборацией TRIPLE [38] при изучении нарушения P -четности в нейтрон-ядерных взаимодействиях. Из 20 исследованных ядер 10 имеют спин $I > 1/2$. Это ^{81}Br , ^{93}Nb , ^{105}Pd , ^{115}In , ^{121}Sb , ^{123}Sb , ^{127}I , ^{131}Xe , ^{133}Cs и ^{139}La . Однако если ядра ^{81}Br , ^{131}Xe и ^{139}La имеют всего по одному известному p -волновому резонансу в области до 350 эВ, то ^{121}Sb , ^{123}Sb и ^{127}I имеют в этой области от шести до двадцати p -волновых резонансов.

Следует отметить, что предлагаемое измерение асимметрии (42), чувствительной к возможному нарушению T -инвариантности, методически аналогично хорошо отработанному измерению асимметрии (4), связанной с нарушением P -четности. Поскольку при исследованиях последней сложилась практика нормировать асимметрию не на полное сечение, а только на его p -волновую часть σ_p (т. е. вместо $\alpha_P \simeq \Delta\sigma_{PV}/\sigma_0$ используется величина $p_P \simeq \Delta\sigma_{PV}/\sigma_p$), то для удобства дальнейшего анализа введем аналогичную величину:

$$p_T = \frac{\Delta\sigma_T}{\sigma_p}. \quad (44)$$

Величина p_T должна измеряться в тех же p -волновых резонансах, в которых были измерены величины p_P . При этом нет оснований ожидать каких-либо корреляций между p_P и p_T , поскольку эти величины связаны с разными взаимодействиями. Тем не менее результаты измерений p_P , приведенные в [38], очень важны в следующем отношении. Предположим, что измерения p_T проводятся точно в тех же условиях, в которых ранее были измерены p_P (т. е. при той же интенсивности пучка нейтронов и длительности измерений, при той же геометрии мишеней и с тем же энергетическим разрешением). Статистическая ошибка Δp_P в p -резонансе μ определяется

нейтронной шириной этого резонанса $\Gamma_{n\mu}$, величиной вклада s -волновых резонансов и потенциальным рассеянием. Следовательно, можно ожидать, что ошибка Δp_T будет примерно такой же. Таким образом, сравнивая ожидаемое значение p_T в конкретном p -волновом резонансе с точностью измерения Δp_P P -нечетного эффекта в этом же резонансе, можно оценить реалистичность предлагаемого эксперимента по изучению пятивекторной корреляции.

5.2. Требования к рабочему веществу мишени. Развитие исследований нарушения T -инвариантности с использованием пятивекторной корреляции сдерживалось до настоящего времени главным образом из-за отсутствия подходящих выстроенных ядерных мишеней. Не так давно в работе [39] был предложен новый метод динамического выстраивания ядер (ДВЯ), реализация которого позволила бы расширить круг выстроенных ядер, доступных экспериментаторам. Метод ДВЯ может быть использован для ядер со спином $I \geq 1$, обладающих квадрупольным моментом. Метод ДВЯ аналогичен широко известному методу динамической поляризации ядер (ДПЯ), но не требует применения внешнего магнитного поля. Если при ДПЯ происходит расщепление основного состояния ядра (например, протона) со спином $I = 1/2$ на два подсостояния за счет зеемановского взаимодействия, то при ДВЯ расщепление основного состояния на $2I + 1$ подсостояний обусловлено взаимодействием квадрупольного момента ядра eQ , находящегося в кристалле, с градиентом электрического поля (ГЭП) кристалла q . При этом уровни энергии ядерного квадрупольного взаимодействия (ЯКВ) определяются соотношением

$$E_Q = eqQ \frac{3\langle m^2 \rangle - I(I+1)}{4I(2I-1)}, \quad (45)$$

где произведение eqQ называется константой квадрупольного взаимодействия. Направление оси квантования в этом случае будет совпадать с направлением главной оси тензора ГЭП, если коэффициент асимметрии этого тензора равен нулю. Из-за разности заселенности подсостояний возникает равновесное выстраивание. При температуре $T \simeq 0,5$ К значение равновесного выстраивания ядер составляет около 0,5 %. В методе ДВЯ в рабочее вещество, используемое в виде монокристалла, добавляется парамагнитная примесь. При этом основное состояние парамагнитных ионов, обладающих электронным спином $> 1/2$, расщепляется в электрическом поле кристалла в результате взаимодействия ГЭП монокристалла с квадрупольным моментом электронной оболочки парамагнитного иона. Поскольку квадрупольный момент электронной оболочки почти на три порядка больше ядерного, при указанном выше значении температуры система электронных спинов будет иметь почти 100 %-ное выстраивание. Далее с помощью микроволнового облучения высокая степень выстраивания системы электронных спинов передается системе ядерных спинов, увеличивая ее также до значения, близкого к 100 %. Таким образом, в

случае успешной реализации метода ДВЯ можно было бы провести исследование нарушения временной инвариантности с использованием пятивекторной корреляции. Важно, что выстраивание ансамбля ядер осуществляется без использования магнитного поля и, кроме того, поляризация ядер в случае чистого выстраивания строго равна нулю. Значит, в этом случае отсутствуют ложные эффекты, связанные с ларморовой прецессией и псевдомагнетизмом.

В процессе реализации метода ДВЯ выяснилось, что в настоящее время более перспективным является использование метода грубой силы (т. е. обеспечение неравновесного заселения уровней путем охлаждения подходящего монокристалла до очень низкой температуры). Дело в том, что в последнее время имеется значительный прогресс в области получения сверхнизких температур. Разработана новая разновидность низкотемпературного рефрижератора растворения, в котором предварительное охлаждение до температуры около 3 К осуществляется с помощью двухступенчатого рефрижератора на импульсных трубках (РИТ) без применения криогенных жидкостей [40]. Установка с использованием РИТ может быть сделана весьма компактной, легко перемещаемой, экономичной в эксплуатации; она обеспечивает высокую хладопроизводительность, позволяющую охлаждать образцы достаточно большой массы.

5.3. Перспективные выстроенные мишени. Анализ возможности выстраивания десяти ядер, перечисленных выше, показал, что ядра ^{93}Nb , ^{105}Pd , ^{115}In , ^{131}Cs и ^{139}La в изученных соединениях характеризуются весьма низкими значениями постоянной квадрупольного взаимодействия eqQ (< 10 МГц), не позволяющими получить заметную степень выстраивания, поэтому они не могут быть выстроены ни методом ДВЯ, ни методом грубой силы. Что же касается ядер ^{121}Sb , ^{123}Sb и ^{127}I , то они могут быть, в принципе, выстроены как методом ДВЯ, так и методом грубой силы (перспективными являются мишени из монокристаллов Sb_2O_3 и LiIO_3).

Проведенные исследования показали, что в случае ядер Sb монокристаллы большого размера могут быть выращены только из металлической сурьмы. При этом степень выстраивания ядер в этих монокристаллах при температуре 20 мК будет около 3%. В [41] была разработана методика выращивания монокристаллов Sb большого размера и выращен монокристалл объемом более 100 см^3 (рис. 9, а). Что касается йода, то монокристаллы LiIO_3 используются в качестве детекторов инфракрасного излучения и для них разработаны методы выращивания монокристаллов объемом в несколько сотен см^3 (рис. 9, б). В этих монокристаллах величина константы квадрупольного взаимодействия eqQ составляет около 1000 МГц и степень выстраивания ядер йода при 20 мК — около 40%.

Впервые исследование временной инвариантности в нейтрон-ядерных взаимодействиях с использованием пятивекторной корреляции было выполнено в работе [42]. В качестве мишени был использован монокристалл ^{165}Ho ,

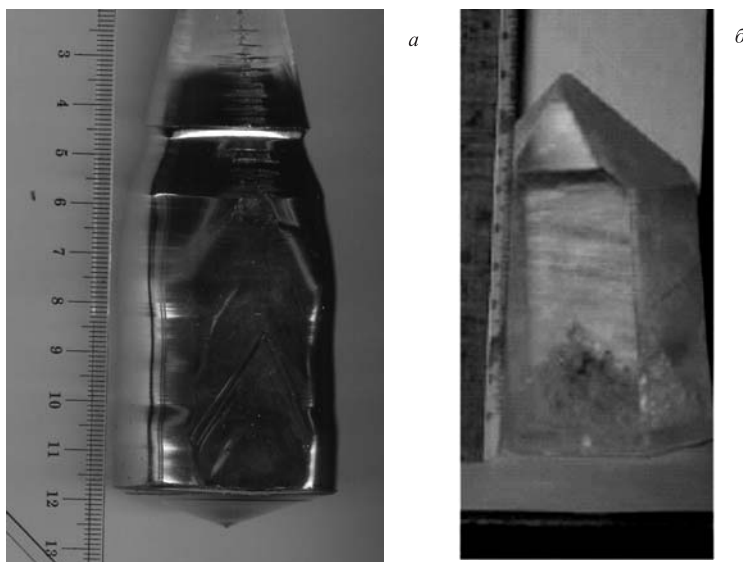


Рис. 9. Монокристаллы Sb (*a* — объем около 100 см^3) и LiIO_3 (*б* — объем около 250 см^3)

в котором при понижении температуры ниже 300 мК происходит выстраивание ядер за счет сверхтонкого взаимодействия. Пучок поляризованных нейтронов имел энергию 2 МэВ с разбросом около 100 кэВ. При этих условиях усиление эффекта в компаунд-ядре отсутствовало, поскольку происходило усреднение эффекта по многим резонансам и фактически проверялось нарушение временной инвариантности в прямых реакциях. Тем не менее авторы работы улучшили на порядок полученное в [43] ограничение на величину матричного элемента взаимодействия, нарушающего T -инвариантность, в прямых реакциях. Следует отметить, что мишень из монокристалла ^{165}Ho не является перспективной для работы с резонансными нейтронами. Во-первых, в ядре ^{165}Ho нет известных p -резонансов, во-вторых, при понижении температуры ниже 20 К образец становится ферромагнитным и вокруг него возникает магнитное поле порядка 0,1 мТл, которое деполаризует нейтронный пучок [44]. Поэтому толщина мишени должна быть не более 1 мм [45].

5.4. Оптимизация размеров мишеней. В произвольном p -резонансе со спином J величина p_T не может быть вычислена, поскольку не известны, во-первых, величины матричных элементов $w_T(\mu\mu')$ и, во-вторых, амплитуды парциальных нейтронных ширин $\gamma_{n\mu}(j)$. Более того, не известны спины p -резонансов, в которых были измерены эффекты нарушения P -четности. Для

каждого резонанса известно лишь его положение E_μ и произведение $g_J\Gamma_{n\mu}$. Тем не менее для ядер, имеющих достаточно большое число p -волновых резонансов, можно оценить среднеквадратичное значение величины \bar{p}_T в μ -м резонансе. Такая оценка была выполнена в работе [35] для ядер ^{121}Sb , ^{123}Sb и ^{127}I в предположении, что $\lambda_T \simeq 10^{-4}$. Результаты расчета для ядра ^{127}I приведены в табл. 2 и на рис. 10. Там же указаны величины статистических ошибок Δp_P , полученных при измерении P -нечетных эффектов в этих резонансах [38]. Из рис. 10 видно, что величины ожидаемых эффектов \bar{p}_T в p -волновых резонансах на один–два порядка больше величин Δp_P .

Таблица 2. Результаты расчета эффектов нарушения T -инвариантности в p -резонансах ^{127}I (пояснения даны в тексте)

μ	E_M , эВ	$g_J\Gamma_{n\mu}$, мэВ	Δp_P	\bar{p}_T
1	7,51	0,00012	0,0014	0,193
2	10,34	0,0028	0,0003	0,025
3	13,94	0,0014	0,0004	0,045
4	24,63	0,00064	0,0016	0,036
5	52,20	0,00085	0,0018	0,304
6	53,82	0,019	0,0002	0,016
7	64,04	0,008	0,0002	0,019
8	85,84	0,0174	0,0002	0,010
9	101,1	0,014	0,0003	0,013
10	126,0	0,0021	0,0016	0,071
11	134,1	0,025	0,0002	0,049
12	136,9	0,040	0,00016	0,033
13	145,7	0,033	0,0003	0,027
14	153,6	0,096	0,0002	0,009
15	223,4	0,011	0,0013	0,010
16	256,8	0,052	0,0004	0,005
17	274,7	0,022	0,0015	0,012
18	282,1	0,0045	0,0053	0,036
19	352,0	0,088	0,00064	0,080
20	353,3	0,089	0,00064	0,079

Для исследования вопроса о толщине мишени нужно вновь вернуться к асимметрии α_T , которая ей пропорциональна. Статистическая ошибка измерения α_T есть

$$\Delta\alpha_T \approx \frac{1}{\sqrt{I_0 S T_m e^{-l/a}}}. \quad (46)$$

Здесь I_0 — плотность потока нейтронов; S — площадь мишени; T_m — время измерений и $a = 1/n_t\sigma_t$ — длина свободного пробега нейтрона с данной энергией. Примем, что условием наблюдения эффекта является выражение

$$\frac{\alpha_T}{\Delta\alpha_T} \simeq n_t\sigma_T l e^{-l/2a} \sqrt{I_0 S T_m} \geq 3. \quad (47)$$

В экспериментах [38] использовались мишени больших размеров: мишень из сурьмы имела $S = 85 \text{ см}^2$ и $l = 18 \text{ см}$; из йода — $S = 100 \text{ см}^2$ и $l = 30 \text{ см}$. Время измерений T_m обычно составляло 5 сут. Из формул (43) и (46) видно, что при увеличении толщины мишени l , с одной стороны, растет величина эффекта α_T , а с другой стороны, увеличивается статистическая ошибка $\Delta\alpha_T$.

Оптимальным условием постановки эксперимента является выбор такой толщины мишени, при которой отношение $\alpha_T/\Delta\alpha_T$ максимально. При использовании пучка тепловых нейтронов этому условию соответствует толщина $l = 2a$. Однако при работе с пучком резонансных нейтронов и использовании мишеней, имеющих большое число p -резонансов, в принципе, каждому резонансу будет отвечать своя оптимальная толщина мишени. В работе [46] был проведен расчет зависимости величины $\alpha_T/\Delta\alpha_T$ от толщины l для мишеней из Sb и LiIO_3 . В качестве примера на рис. 11 приведены результаты расчета зависимости этой величины для ^{127}I . Из рисунка видно, что зависимость отношения $\alpha_T/\Delta\alpha_T$ от толщины мишени меняется от резонанса к резонансу довольно существенно. Оптимальная толщина мишени для сильных резонансов составляет 3–5 см, для слабых резонансов — 10–12 см. Аналогичный характер эта зависимость имеет для ^{121}Sb и ^{123}Sb . В случае мишени из ^{121}Sb при толщине 5 см отношение $\alpha_T/\Delta\alpha_T$ для семи сильных резонансов примерно в 5 раз больше, чем при толщине 18 см. В случае мишени из LiIO_3 оптимальной также является толщина мишени около 5 см.

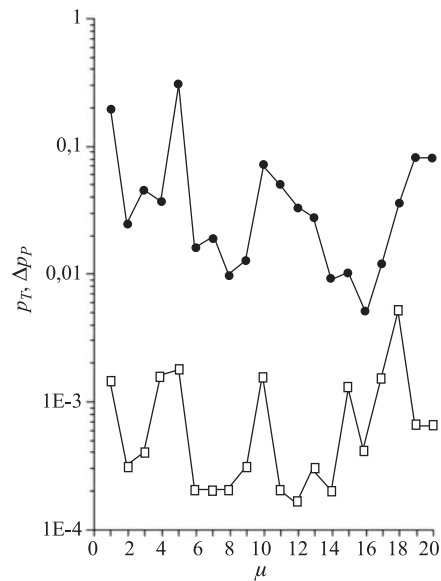


Рис. 10. Сравнение величины статистических ошибок Δp_P при измерении величины P -нечетных эффектов в p -волновых резонансах ядра ^{127}I (светлые квадраты) со статистически оцененными значениями величин эффектов \bar{p}_T нарушения T -инвариантности в этих резонансах (темные кружки) для $\lambda_T \simeq 10^{-4}$

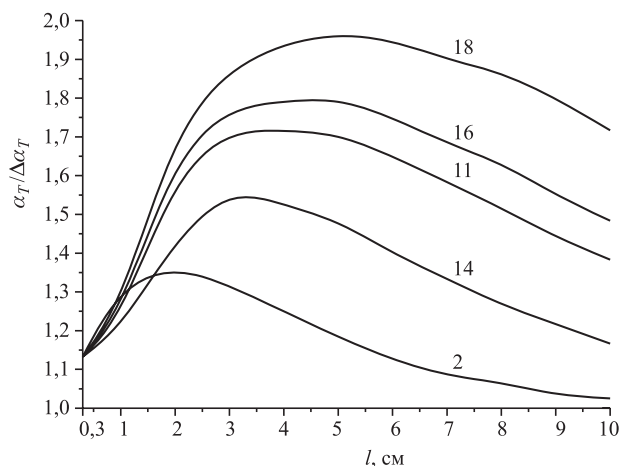


Рис. 11. Зависимость отношения $\alpha_T/\Delta\alpha_T$ от толщины мишени LiIO_3 для сильных резонансов (номера резонансов μ взяты из табл. 2)

Для эксперимента по проверке T -инвариантности в тройной корреляции, где предполагается измерение лишь в одном p -резонансе, выбор толщины мишени связан главным образом с технологическими возможностями выращивания монокристалла LaAlO_3 и его охлаждения до рабочей температуры 0,5–1 К.

Следует отметить, что охлаждение мишеней большого объема, облучаемых интенсивным пучком нейтронов, до температур в несколько десятков мК является весьма сложной задачей. В работе [47] было показано, что для охлаждения мишени большого размера она должна быть разрезана на пластины толщиной 5–10 мм, при этом охлаждение будет осуществляться жидкой смесью ^3He – ^4He , циркулирующей между пластинами. В работе [46] был выполнен расчет тепловыделения в мишенях LiIO_3 и Sb , облучаемых интенсивным пучком нейтронов. Согласно рекомендациям работы [47] была рассмотрена задача охлаждения мишени, состоящей из пяти плоских квадратных пластин размером 5×5 см и толщиной по 1 см каждая (объем мишени $5 \times 5 \times 5$ см), разделенных зазорами по 0,5 см, в которых циркулировала жидкая смесь ^3He – ^4He , охлаждающая мишень. При расчете предполагалось, что мишень расположена на расстоянии 10 м от центра источника резонансных нейтронов JSNS (Япония). Оказалось, что величина тепловыделения в мишенях из LiIO_3 и Sb объемом 125 см^3 составляет около 150 мВт. На рис. 12 показана зависимость степени выстраивания ядер Sb и I , а также хладопроизводительности Q_R рефрижератора от температуры. При этом предполагалось, что предварительное охлаждение осуществляется двухступенчатым рефрижератором.

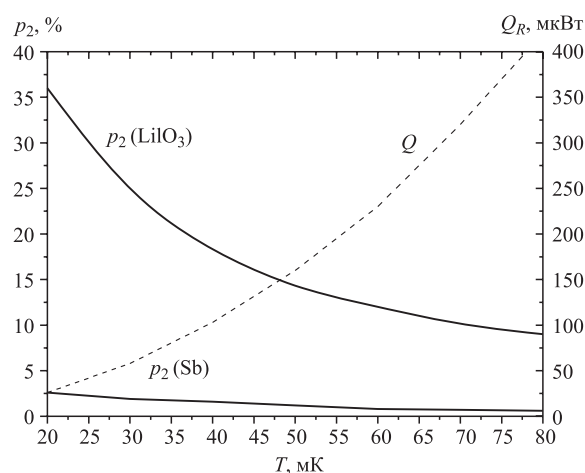


Рис. 12. Зависимость степени выстраивания p_2 ядер йода (в монокристалле LiIO_3) и сурьмы (в монокристалле Sb), а также хладопроизводительности Q_R рефрижератора от температуры T

ром на импульсных трубках РТР 410 ($Q_R = 1$ Вт при 4,2 К, Cryomech) при скорости циркуляции ^3He , равной 800 мкмоль/с. При оптимизации размеров мишени следует отметить, что при уменьшении размеров l и S уменьшается величина тепловыделения, понижается температура мишени и растет величина степени выстраивания ядер. С другой стороны, уменьшение размеров мишени ведет как к уменьшению величины измеряемого эффекта α_T , так и к увеличению статистической ошибки $\Delta\alpha_T$. Оценка точности, выполненная на основе формул (46), (47) для мишени из LiIO_3 объемом 25 см^3 ($S = 5 \text{ см}^2$, $l = 5 \text{ см}$), позволяет надеяться на обнаружение эффекта на импульсном источнике нейтронов JSNS или, по крайней мере, снизить верхний предел интенсивности РСТV-взаимодействия по сравнению с результатом [48] на два порядка.

5.5. Проверка выстроенной ядерной мишени. Очевидно, что подготовка эксперимента по исследованию T -инвариантности с использованием выстроенной мишени должна проходить в два этапа: на первом этапе должен быть создан необходимый криостат с мишенью и проведен пробный эксперимент, который продемонстрировал бы работоспособность установки и возможность выстраивания ядер. На втором этапе изучения T -инвариантности установка должна быть адаптирована к исследованию нарушения временной инвариантности. Таким пробным экспериментом может быть измерение «деформационного эффекта» [48] с использованием неполяризованного пучка нейтронов,

при этом выражение (39) принимает вид

$$\sigma'_{\text{tot}} = \sigma_0 + p_2 [3 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{I}) - 1] \Delta\sigma_D. \quad (48)$$

Название эффекта соответствует визуальной интерпретации этой корреляции. Действительно, допустим, что ядро является вытянутым сфероидом со спином \mathbf{I} , направленным вдоль главной оси. В этом случае разность ядерных сечений соответствует продольной и поперечной ориентации \mathbf{k} по отношению к \mathbf{I} . Значение σ_D вблизи μ -го резонанса равно [35]

$$\sigma_D = \frac{\pi}{k^2} \left(-h_J \gamma_{n\mu} \left(\frac{1}{2} \right) \gamma_{n\mu} \left(\frac{3}{2} \right) + \frac{e_J}{2} \Gamma_{n\mu} \left(\frac{3}{2} \right) \right) \frac{\Gamma_\mu}{(E - E_\mu)^2 + \Gamma_\mu^2/4}. \quad (49)$$

Здесь h_J и e_J — спиновые коэффициенты. Деформационный эффект определяет асимметрию прохождения нейтронов сквозь мишень, ось выстраивания которой направлена вдоль направления распространения нейтронов, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{I}$, и поперек, $\mathbf{k} \perp \mathbf{I}$, т. е. при $\sigma_D \ll \sigma_0$

$$\alpha_D = \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}} \approx p_2 n_t l \Delta\sigma_D. \quad (50)$$

По аналогии с (44) в каждом p -волновом резонансе можно ввести величину

$$p_D = \frac{\Delta\sigma_D}{\sigma_p}. \quad (51)$$

Наличие большого числа p -волновых резонансов в ядрах ^{121}Sb , ^{123}Sb и ^{127}I позволяет провести статистическую оценку величины деформационного эффекта p_D в этих резонансах. Такая оценка была выполнена в работе [35], где было показано, что при усреднении по всем резонансам деформационный эффект обращается в нуль ($\langle p_D \rangle = 0$), в то же время среднеквадратичное значение деформационного эффекта \bar{p}_D зависит только от спина ядра мишени I . Результаты численных оценок \bar{p}_D для разных I приведены в табл. 3. Видно, что величина деформационного эффекта в p -волновых резонансах весьма велика ($\Delta\sigma_D \simeq \sigma_p$), при этом его измерение не требует поляризованного пучка, поэтому измерение деформационного эффекта на выстроенной

Таблица 3. Значения среднеквадратичной величины деформационного эффекта \bar{p}_D в зависимости от спина I ядра мишени

I	3/2	2	5/2	3	7/2	4	9/2	5
\bar{p}_D	0,296	0,354	0,395	0,427	0,452	0,472	0,489	0,502

мишени может быть выполнено на низкоинтенсивном источнике резонансных нейтронов. После измерения деформационного эффекта в p -волновых резонансах для каждого ядра могут быть вычислены среднее квадратичное значение \bar{p}_D и среднее значение $\langle p_D \rangle$, что позволит проверить правильность статистического подхода в оценке величины p_T -эффектов и деформационного эффекта p_D в p -волновых резонансах ядер. Следует отметить, что благодаря большой величине деформационных эффектов в p -волновых резонансах мишень из монокристалла Sb является очень удобной для тестового эксперимента несмотря на низкую степень выстраивания ядер в этом монокристалле. Во-первых, монокристаллы сурьмы легко выращиваются (монокристалл объемом около 100 см^3 может быть выращен в течение недели), во-вторых, этот монокристалл хорошо поддается механической обработке и, в-третьих, стоимость изготовления мишени из монокристалла Sb существенно ниже, чем из монокристалла LiIO_3 .

Поскольку σ'_{tot} в (48) имеет экстремумы при углах $\vartheta = 0$ и 90° между векторами \mathbf{k} и \mathbf{I} , а пятивекторная корреляция $s[\mathbf{k} \times \mathbf{I}] (\mathbf{k} \times \mathbf{I})$ — при углах $\vartheta = 45$ и 135° , то для проведения пробного и основного эксперимента из выращенных монокристаллов должны быть вырезаны два комплекта квадратных пластин. Один комплект должен иметь направление оси выстраивания параллельно стороне квадрата (для измерения деформационного эффекта), а другой (для исследования T -инвариантности) — по диагонали квадрата. Тогда сечение σ'_{tot} будет изменяться от максимального значения до минимального при вращении кристата вокруг вертикальной оси на 90° (при горизонтальном расположении пластин), а пятивекторная корреляция будет менять знак при вращении кристата вокруг вертикальной оси на 180° (при вертикальном расположении пластин), поскольку угол ϑ между векторами \mathbf{k} и \mathbf{I} будет изменяться от 45 до 135° (рис. 13).

6. ПРОВЕРКА T -ИНВАРИАНТНОСТИ В РЕАКЦИЯХ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

Рассматривая структуру коэффициента F , связанного с нарушением только T -инвариантности, мы отмечали, что соответствующее взаимодействие

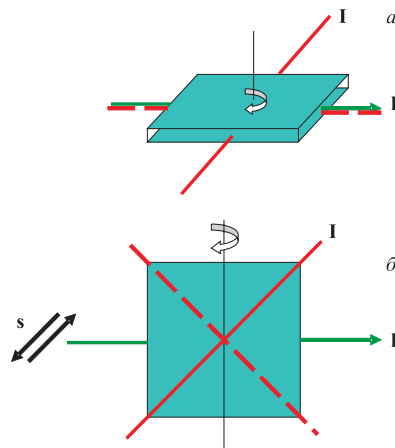


Рис. 13. Схема эксперимента при измерении деформационного эффекта (а) и при измерении эффекта нарушения временной инвариантности (б)

смешивает состояния с одинаковыми орбитальными l , но разными полными j моментами. Минимальное значение l , при котором это может иметь место, равно 1 (p -волновой резонанс). Используя (16), можно представить F в виде

$$F \simeq \frac{\text{Im} \left[\gamma_{np} \left(\frac{1}{2} \right) \gamma_{np}^* \left(\frac{3}{2} \right) \right]}{E - E_p + i\Gamma_p/2}. \quad (52)$$

Ясно, что $F \neq 0$ только в том случае, если амплитуды нейтронных ширин имеют мнимую часть. В работе [49] была предложена следующая модель. Допустим, что мы проводим измерения в окрестности p -волнового резонанса, который пометим индексом «1» (т. е. $E_p = E_{p1}$ и $\Gamma_p = \Gamma_{p1}$), и представим амплитуды нейтронных ширин в (52) как

$$\gamma_{np}(j) = \gamma_{np}^{(1)}(j) - i \frac{w_T}{E - E_{p2} + i\Gamma_{p2}/2} \gamma_{np}^{(2)}(j), \quad (53)$$

где индексом «2» обозначен второй p -волновой резонанс, который «подмешивается» к первому взаимодействием, нарушающим T -инвариантность, матричный элемент которого обозначен через w_T . При этом величина iw_T чисто мнимая. Тогда можно показать, что основной вклад в (52) вносит слагаемое

$$F \simeq \frac{w_T}{\Delta_p} \frac{\gamma_{np}^{(1)} \left(\frac{1}{2} \right) \gamma_{np}^{(2)} \left(\frac{3}{2} \right) - \gamma_{np}^{(1)} \left(\frac{3}{2} \right) \gamma_{np}^{(2)} \left(\frac{1}{2} \right)}{E - E_{p1} + i\Gamma_{p1}/2}, \quad (54)$$

где $\Delta_p = E_{p1} - E_{p2}$. Доминирующий характер выражения в правой части (54) связан с тем, что отношение w_T/Δ_p является фактором динамического усиления, подобным тому, который был рассмотрен выше (см. (16)) для P -нечетного взаимодействия. Согласно [20] $w_T/\Delta_p \simeq 10^3 \lambda_T$, в то время как опущенные слагаемые пропорциональны λ_T .

Модель (53) примечательна тем, что ее можно применить не только к пятерной корреляции в (6), но и к любым процессам, в которые дают вклад p -волновые резонансы. Выше мы упоминали реакции радиационного захвата $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$, ^{114}Cd , $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$, ^{118}Sn , для которых изучались некоторые угловые и поляризационные корреляции. Многие из них связаны с интерференцией s - и p -волновых резонансов. В частности, для асимметрии вперед–назад ($\mathbf{s} \cdot \mathbf{k}_\gamma$), которая в окрестности p -волнового резонанса представляется дисперсионной кривой с пересечением нуля при $E = E_p$, модель (53) предсказывает энергетический сдвиг этой точки пересечения, т. е. $E = E_p + \Delta E_T$, где $\Delta E_T \simeq \Gamma_p w_T / (E_p - E_s)$. Ясно, что для определения этого сдвига нужно очень точно знать параметры s - и p -волновых резонансов. Как это сделать? В работах [49, 50] все параметры резонансов и сдвиг ΔE_T определялись в

серии одних и тех же измерений, но из разных комбинаций измеренных величин. Таким образом, все возможные систематические ошибки определения параметров резонансов были исключены, что позволило получить для ^{113}Cd $\Delta E_T = -(0,0016 \pm 0,0062)$ эВ и $-(0,0025 \pm 0,0068)$ эВ для ^{117}Sn и установить верхний предел для λ_T на уровне 10^{-4} . Это были одни из первых экспериментов по проверке T -инвариантности при условии сохранения P -четности в нейтрон-ядерных реакциях.

7. КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ НА КРИСТАЛЛАХ

Впервые вопрос о нарушении P -четности в упругом рассеянии на бесспиновых ядрах рассматривался в работах [51, 52]. Предложенный подход был развит в работе [53] для упругого рассеяния с возможным нарушением T -инвариантности. Было показано, что амплитуду упругого рассеяния в спиновом пространстве нейтрона можно представить в виде

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = f_0 + f_1(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}') + pf_2(\mathbf{s} \cdot [\mathbf{k} \times \mathbf{k}']) + pf_P(\mathbf{s} \cdot (\mathbf{k}' + \mathbf{k})) + pf_{PT}(\mathbf{s} \cdot (\mathbf{k}' - \mathbf{k})). \quad (55)$$

Здесь f_0 соответствует вкладу s -волнового рассеяния, f_1 и f_2 — p -волновому, а коэффициенты f_P и f_{PT} — соответственно, вкладам P -нечетного взаимодействия и взаимодействия, нарушающего одновременно P -четность и T -инвариантность. Заметим, что, рассматривая трансформационные свойства последней в (55) векторной корреляции относительно обращения времени, следует учесть не только смену знаков, но и перестановку начального и конечного состояния рассеяния, т. е. необходимо переставить местами \mathbf{k} и \mathbf{k}' . Анализ структуры коэффициента f_{PT} , выполненный в [52], показывает, что он имеет разностный вид, аналогичный выражению (9) для коэффициента D в трансмиссии.

Из (55) следует, что для выделения вклада f_{PT} в чистом виде следует рассматривать рассеяние назад, $\mathbf{k}' = -\mathbf{k}$, для противоположных направлений продольной поляризации нейтронов $\pm \mathbf{p}$, т. е. асимметрию вида

$$\alpha_b = \frac{\sigma_{\text{el}}(\mathbf{p}) - \sigma_{\text{el}}(-\mathbf{p})}{\sigma_{\text{el}}(\mathbf{p}) + \sigma_{\text{el}}(-\mathbf{p})} \approx \frac{4 \operatorname{Re} [(f_0^* - f_1) f_{PT}]}{|f_0|^2}, \quad (56)$$

где $\sigma_{\text{el}}(\pm p)$ — дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов.

Этот результат можно проиллюстрировать следующим образом (рис. 14). При рассеянии назад проекции орбитального момента нейтрона на его импульс \mathbf{k} до и после рассеяния равны нулю, поэтому для бесспиновых ядер направление спина нейтрона в случае продольной поляризации сохраняется. Для ядер с $I \neq 0$ это не так, поскольку при рассеянии может произойти

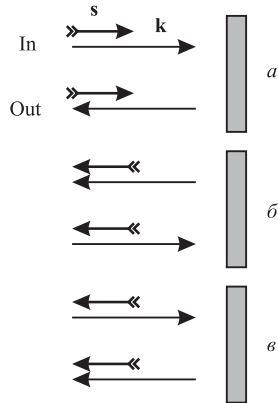


Рис. 14. Упругое рассеяние поляризованных нейтронов: а) назад; б) после инверсии импульсов и поляризации; в) после перестановки начального и конечного состояний

эффекты. Важно, что и в этом случае поляризация ядер не требуется. Разумеется, изучать вклад f_{PT} в виде асимметрии α_b для кристаллов невозможно, поскольку падающий пучок нельзя отразить назад. Однако и в этом случае есть набор измеряемых величин, из которых можно извлечь информацию об амплитуде f_{PT} . Схема соответствующего эксперимента показана на рис. 15.

В этом эксперименте направление нейтронной поляризации необходимо выбирать не вдоль $\pm \mathbf{k}$, а вдоль векторов $\mathbf{k}' + \mathbf{k}$ и $\mathbf{k}' - \mathbf{k}$. В первом случае можно выделить вклад P -нечетного взаимодействия, во втором — вклад взаимодействия, нарушающего и P -четность, и T -инвариантность. Однако помимо соответствующих асимметрий следует изучать еще и компоненты поляризации вдоль заданных направлений при отражении от кристалла изначально неполяризованного пучка нейтронов. Таким образом, этот эксперимент также основан на проверке соотношения поляризация–асимметрия, как и эксперимент по пропусканию [21], рассмотренный выше.

Для геометрии эксперимента (см. рис. 15) наиболее удобной является тройка ортогональных единичных векторов:

$$\mathbf{r}_x = \frac{\mathbf{k}' + \mathbf{k}}{2 \cos \varphi}, \quad \mathbf{r}_y = \frac{\mathbf{k}' - \mathbf{k}}{2 \sin \varphi}, \quad \mathbf{r}_z = [\mathbf{r}_x \times \mathbf{r}_y]. \quad (57)$$

Здесь φ — угол между \mathbf{k} и кристаллической плоскостью. Теперь поляризацию нейтронов и асимметрию их рассеяния вдоль направлений, задаваемых

одновременный переворот спинов нейтрона и ядра. Таким образом, как следует из рис. 14, при сохранении T -инвариантности сечения упругого рассеяния правополяризованных (рис. 14, а) и левополяризованных (рис. 14, в) нейтронов должны быть равны, т. е. в (56) $\alpha_b = 0$.

Возможности, которые открывает упругое рассеяние поляризованных нейтронов, не ограничиваются лишь ядрами с $I = 0$. Как было показано в [52], амплитуды в брэгговском рассеянии поляризованных нейтронов на кристаллах, ядра которых имеют ненулевой спин, имеют вид, аналогичный амплитудам в (55). Разница лишь в дополнительных спиновых множителях. Это связано с тем, что спиновая матрица плотности нейтрона в случае когерентного рассеяния даже на ядрах с $I \neq 0$ по-прежнему имеет размерность 2×2 [52].

Таким образом, открывается возможность проверки T -инвариантности при брэгговском рассеянии поляризованных нейтронов на кристалле ^{139}La и других ядер, где были обнаружены P -нечетные

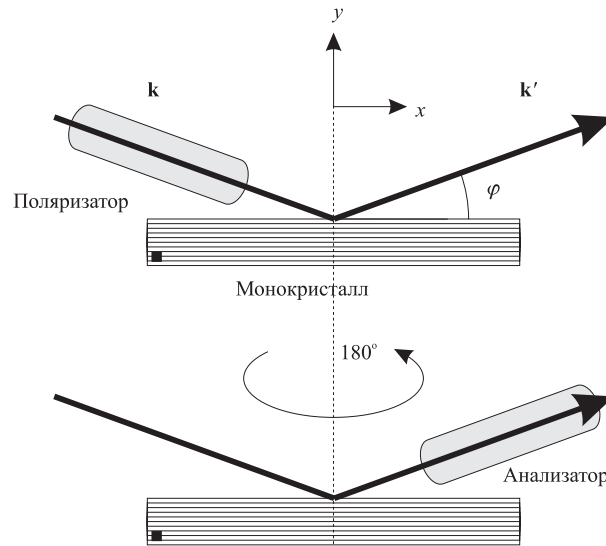


Рис. 15. Схема эксперимента по проверке T -инвариантности в брэгговском рассеянии

векторами (57), можно записать в виде

$$\mathbf{P} = p_x \mathbf{r}_x + p_y \mathbf{r}_y + p_z \mathbf{r}_z, \quad \mathbf{A} = a_x \mathbf{r}_x + a_y \mathbf{r}_y + a_z \mathbf{r}_z. \quad (58)$$

Согласно $(P-A)$ -теореме все коэффициенты p_i и a_i в (58) должны быть попарно равны (с точностью до знака), если имеет место T -инвариантность. Как показано в [51], наибольший интерес представляет измерение пар (p_x, a_x) и (p_y, a_y) , для которых можно построить следующие соотношения:

$$\begin{aligned} R_x = a_x - p_x &= \frac{4\text{Im}(f_2^{c*} f_{PT}^c) \sin^2 2\varphi}{|f_0^c|^2 \cos 2\varphi}, \\ R_y = a_x + p_x &= \frac{8\text{Re}[(f_0^{c*} + f_1^{c*} \cos 2\varphi) f_{PT}^c] \sin \varphi}{|f_0^c|^2}, \end{aligned} \quad (59)$$

где индексом «с» подчеркивается, что речь идет о когерентных амплитудах. Поскольку $f_2 \ll f_0$, ясно, что измерять лучше величину R_y .

Помимо рассмотренного здесь эксперимента, предлагались и другие [54–56], в частности, близкий к рассмотренному эксперимент по измерению дифракции на кристаллах без центра симметрии [54, 55]. Однако ни один из них до сих пор, к сожалению, реализован не был. Хотя эксперименты с кристаллами обладают меньшей светосилой и, значит, статистика событий в них

меньше, чем в экспериментах на пропускание, тем не менее они проще уже потому, что не требуют поляризованных ядер и всей сопутствующей аппаратуры. Как следствие, ряд систематических ошибок, присущих экспериментам на пропускание, отсутствует. Из-за ограниченной статистики в экспериментах по рассеянию, видимо, не удастся получить ограничение для λ_{PT} , лучшее чем 10^{-2} . Тем не менее при нынешнем положении вещей и такое ограничение могло бы быть полезным для теоретического анализа. При этом многое из аппаратуры и методики: поляризаторы, анализаторы, технология выращивания монокристаллов больших размеров, контроль направления нейтронной поляризации и манипуляции ею — все это может использоваться и в последующих экспериментах на пропускание.

Работа выполнена при частичной поддержке Федерального агентства по атомной энергии России и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ № 06-02-1628-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Christenson J. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 138.
2. Бельков А. А. // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36. С. 509.
3. Bona M. Presented at XXXIII Intern. Conf. on High Energy Physics (ICHEP-06), Moscow, July 26–Aug. 2, 2006.
4. Angelopoulos A. et al. // Phys. Lett. B. 1998. V. 444. P. 43.
5. Fedorov V. V. et al. // Physica B. 2006. V. 385–386. P. 1216.
6. Harris P. G. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 440. P. 497.
7. Soldner T. et al. // Phys. Lett. B. 2004. V. 581. P. 49.
8. Sushkov O. P., Flambaum V. V. // Nucl. Phys. A. 1984. V. 412. P. 13.
9. Bunakov V. E., Pikelner L. B. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1997. V. 39. P. 337.
10. Jesinger P. et al. // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 1723.
11. Varabanov A. L. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 614. P. 1.
12. Бунаков В. Е. // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26. С. 285.
13. Барабанов А. Л. // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1163.
14. Gudkov V. P. // Proc. Fundam. Phys. with Pulsed Neutron Beams, NC, USA, 2000. World Sci., 2001. P. 117.
15. Herczeg P. // Proc. Parity and Time Reversal Violation in Compound Nuclear States and Related Topics, Trento, Italy / Eds. N. Auerbach and J. D. Bowman. World Sci., 1996. P. 214.
16. Kurylov A., McLaughlin G. C., Ramsey-Musolf M. J. // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 076007.
17. Крупичицкий П. А. // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25. С. 1444;
Alexandrovich A. Ya. et al. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 567. P. 541;
Mitchel G. E. et al. // Phys. Rep. 2001. V. 354. P. 157.
18. Alfimenkov V. P. et al. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 398. P. 93.

19. Бунаков В. Е., Гудков В. П. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 268;
 Bunakov V. E., Gudkov V. P. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 401. P. 93.
20. Bunakov V. E. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 2250.
21. Skoy V. R. // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 4070.
22. Masuda Y. // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 440. P. 632.
23. Golub R., Lamoreaux S. K. // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 5632.
24. Stodolsky L. // Phys. Lett. B. 1986. V. 172. P. 5.
25. Бунаков В. Е., Новиков И. С., Ской В. Р. // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. С. 20.
26. Jeffries C. D. Dynamic Nuclear Orientation. Intersci. Publ., 1963.
27. Maekawa T. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 366. P. 115.
28. Cates G. D. et al. // Phys. Rev. A. 1992. V. 45. P. 4631.
29. Ino T. et al. // Physica B. 2005. V. 356. P. 109.
30. Луциков В. И., Таран Ю. В., Шаниро Ф. Л. // ЯФ. 1969. Т. 10. С. 1178.
31. Delheij P. P. J. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 356. P. 120.
32. Beda A. G. et al. // Proc. of the 12th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics. Netherlands, 1996. P. 207.
33. Baryshevsky V. G. // Sov. J. Nucl. Phys. 1983. V. 38. P. 1162.
34. Barabanov A. L. // Sov. J. Nucl. Phys. 1986. V. 44. P. 755
35. Barabanov A. L., Beda A. G. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2005. V. 331. P. 161.
36. Bunakov V. E. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 2250
37. Bunakov V. E., Davis E. D., Weidenmüller H. A. // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 1718.
38. Mitchel G. E. et al. // Phys. Rep. 2001. V. 354. P. 157.
39. Atsarkin V. A. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 440. P. 626.
40. Uhlig K. // Cryogenics. 2002. V. 42. P. 73.
41. Beda A. G., Ivanova L. D. // Proc. of the XI Intern. Workshop on Polarized Sources and Targets, Tokyo, 2005. P. 127; Препринт ИТЭФ 10-05. М., 2005.
42. Koster J. E. et al. // Phys. Lett. B. 1991. V. 267. P. 2340.
43. Moldauer P. A. // Phys. Lett. B. 1968. V. 26. P. 713.
44. Alfimenkov V. P. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 352. P. 595.
45. Huffman P. R. // Proc. of «Astrophysics, Symmetries, and Applied Physics at Spallation Neutron Sources». ORNL, USA, 2002 / Eds. P. E. Koehler et al. World Sci., 2003. P. 217.
46. Бедя А. Г., Герасимов А. С. Препринт ИТЭФ 9-06. М., 2006.
47. Beda A. G., Chernikov A. N. // Czechoslov. J. Phys. Suppl. B. 2005. V. 55. P. 357.
48. Huffman P. R., Gould C. R., Haase D. G. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1998. V. 24. P. 763.
49. Barabanov A. L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 1216.
50. Sharapov E. I., Skoy V. R. // Proc. of «Time Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions», Dubna, 1993. World Sci., 1994. P. 183.
51. Лобов Г. А. // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1408.
52. Лобов Г. А. // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 899.

53. *Barabanov A. L., Skoy V. R.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 644. P. 54.
54. *Барышевский В. Г.* // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 1558.
55. *Baryshevsky V. G.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1997. V. 23. P. 509.
56. *Serebrov A. P.* // Proc. of the Third Intern. Workshop on Parity and Time Reversal Violation in Compound Nuclear State, Trento, Italy / Eds. N. Auerbach and J.D. Bowman. World Sci., 1996. P. 327.