ЖЭТФ, 2024, том 165, вып. 2, стр. 207–213 © 2024

НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ ПРИ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ

В. В. Лукашевич [*]

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 2022 г.,
после переработки 19 июня 2023 г.
Принята к публикации 27 июня 2023 г.

Показано, что зависящая от спиральности мнимая часть слабого взаимодействия нейтронов не сохраняет пространственную четность и нарушает T-инвариантность. Нарушение симметрии при обращении времени имеет место также и при сильном спин-зависимом взаимодействии. Групповая структура преобразования спиноров в обоих случаях связана с преобразованием спиноров по группе Лоренца.

DOI: 10.31857/S0044451024020068

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе анализируются свойства дискретных симметрий при трансмиссии нейтронов. Произведение дискретных симметрий CPT, где C — зарядовая четность, P — инверсия системы координат и T — обращение времени, является сохраняющейся величиной и составляет содержание фундаментальной теоремы Людерса – Паули. Эта теорема доказана исходя из двух основополагающих принципов: лоренц-инвариантности и локальности взаимодействия. При этом эрмитовость гамильтониана или лагранжиана не является обязательной [1]. В силу этой теоремы дискретные симметрии могут нарушаться только парами. Далее рассмотрим возможные случаи.

1. Если сохраняется симметрия при обращении времени T, то возможны нарушения пространственной P и зарядовой C четностей. Комбинированная четность CP при этом также сохраняется. Это свойство слабого взаимодействия проявляется, например, при бета-распаде. При действии преобразований C и P на динамические переменные изменяется спиральность, а частица заменяется на античастицу, так что левополяризованная частица переходит в правополяризованную античастицу. Это свойство является отражением того факта, что слабое взаимодействие разделило мир на левое и правое. В слабом взаимодействии участвуют левополяризованные частицы или правополяризованные античастицы.

2. При сохранении зарядовой четности C могут быть нарушены пространственная четность P и симметрия при обращении времени T. Другими словами, при таком слабом взаимодействии нарушается комбинированная четность CP, но сохраняется PT. Преобразование PT в этом случае оставляет направление импульса неизменным, но меняется знак спина, т. е. при этом преобразовании изменяется спиральность. Поскольку в рассеянии нейтронов античастицы не участвуют, изменение спиральности при рассеянии нейтронов является указанием на нарушение T-инвариантности.

3. При сохранении пространственной четности P могут иметь место нарушения зарядовой четности C и симметрия при обращении времени T. Таким свойством может обладать сильное взаимодействие.

Цель данной работы — показать, что три рассмотренных типа нарушенных парных симметрий имеют место при спин-зависимом рассеянии нейтронов на нулевой угол в веществе мишени. Основное внимание будет уделено слабому взаимодействию, которое кроме хорошо известного нарушения пространственной четности может приводить еще и к нарушению симметрии при обращении времени. Прежде чем рассматривать симметрии спин-зависимого взаимодействия нейтронов в веществе мишени, обсудим свойства дискретных преобразований в рамках CPT-теоремы. Инверсии системы коор-

[*] E-mail: lukashevich_vv@pnpi.nrcki.ru

динат P и зарядовое сопряжение C представляют собой пример унитарных преобразований. Оператор P изменяет знаки координат на противоположные, а оператор C заменяет частицу на античастицу. Операция обращения времени является неунитарной операцией. При простой замене $t \to -t$ спин и импульс частицы изменяют знак, но при этом изменяются перестановочные соотношения между координатой и импульсом $[x.p_x] = -i\hbar$, а также коммутационные соотношения между компонентами спина $[s_i.s_j] = i\epsilon_{i.j.k}s_k$ и другие соотношения, содержащие спин или импульс. При этом в операторе эволюции положительно-частотные решения становятся отрицательно-частотными. Если состояние с нулевой энергией принято считать вакуумом, то энергии становятся меньше вакуумных, чего не должно быть.

Чтобы законы природы не зависели от направления времени, принято определять оператор обращения времени T как произведение унитарного оператора U_T на операцию комплексного сопряжения K. Такой оператор называется антиунитарным и результат его действия сохраняет соотношения между другими операторами. Обоснование такого представления дано в книгах по теории квантовых полей Пескина и Шредера [2], Вайнберга [3] и структуре атомного ядра Бора и Моттельсона [4]. При таком определении оператор обращения времени меняет знак мнимой единицы. Тогда, если $T(\sigma) = -\sigma$, то $T(i\sigma) = i\sigma$ и $T(\psi(t)) = \psi^*(-t)$.

2. СИММЕТРИИ СПИН-ЗАВИСИМЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НЕЙТРОНОВ

В первом борновском приближении амплитуду рассеяния нейтронов вперед обычно представляют в следующей форме:

$$f(0) = a + g_w(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{p}/p) + g_{str}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{I}/I) + d(\boldsymbol{\sigma}\cdot[\mathbf{I}\times\mathbf{p}]), \quad (1)$$

где s, p, I — соответственно спин, импульс нейтрона и угловой момент ядер мишени. Коэффициенты в соотношении (1) являются в общем случае комплексными числами. Константы a и g_{str} определяют силу спин-независимого и спин-зависимого сильных взаимодействий. Слабое взаимодействие представлено вторым слагаемым в (1), а последнее слагаемое в (1) описывает предполагаемое слабое взаимодействие спина нейтрона с векторным полем, создаваемым векторным произведением углового момента ядра на импульс нейтрона.

В течение последних 40 лет сложилось устойчивое представление, что слабое взаимодействие при спин-зависимом рассеянии нейтронов нарушает только пространственную четность и степенью такого нарушения является измерение асимметрии рассеяния в зависимости от спиральности нейтронов. Также полагалось, что нарушение симметрии при обращении времени возникает при рассеянии нейтронов на векторном поле, представленном последним слагаемым в (1), и мерой T-неинвариантного эффекта является величина мнимой части коэффициента d. Такое представление является не совсем точным, поскольку в анализе симметрии амплитуды рассеяния не учитывалось антиунитарное свойство операции обращения времени.

Рассмотрим симметрии различных слагаемых в выражении (1). Подействуем оператором T на второе слагаемое в выражении (1), тогда будем иметь $T(g_w) = g_w^*$. Этот результат означает, что при обращении времени вещественная и мнимая части амплитуды со спиральностью отличаются симметриями. Вещественная часть остается P-нечетной и сохраняющей CP-четность, а мнимая часть, ответственная за спин-зависимое поглощение нейтронов, P-нечетна и меняет знак при обращении времени, т. е. левополяризованные частицы переходят в правополяризованные, что явно нарушает T-инвариантность или CP-четность. Таким образом, для измерения эффекта нарушения симметрии при обращении времени достаточно измерения поляризации с неполяризованным начальным пучком, проходящим через неполяризованную мишень.

В слабом взаимодействии участвуют левополяризованные частицы или правополяризованные античастицы, поэтому левополяризованные нейтроны поглощаются сильнее, чем правополяризованные, и после прохождения мишени пучок приобретает правую поляризацию, т. е. происходит переход нулевой поляризации в конечную. В соответствии с оптической теоремой для неполяризованной мишени полное сечение процесса зависит от спиральности в мнимой части амплитуды (1):

$$\sigma_\pm = \frac{4\pi}{k} f_{\pm(0)},$$

где знаки указывают на спиральность, и это сечение больше для левополяризованных нейтронов. Возможен и другой случай, когда последовательно измеряется прохождение нейтронов, поляризованных по импульсу и против него. В обоих случаях измеренная величина асимметрии определяет поляризацию пучка и, следовательно, степень нарушения T-инвариантности.

Сильное спин-зависимое взаимодействие характеризуется тем, что нейтроны со спинами, противоположными спинам ядер мишени, взаимодействуют сильнее, чем нейтроны, спины которых параллельны спинам мишени. И если вещественная часть взаимодействия (скаляр) сохраняет все дискретные симметрии, то мнимая часть (мнимый скаляр) нарушает T-инвариантность и, в силу CPT-теоремы, зарядовую четность C. Это означает, что при зарядовом сопряжении, т. е. при переходе к античастицам, поглощение будет сильнее в случае параллельных спинов.

Вещественная часть взаимодействия, представленная последним слагаемым в (1), нарушает пространственную четность и симметрию при обращении времени, т. е. нарушает CP-четность. Мнимая же часть нарушает P-четность и сохраняет CP-четность.

Таким образом, мы показали, что в рассеянии нейтронов возможны все парные нарушения дискретных симметрий, допускаемые CPT-теоремой.

3. СЛАБОЕ СПИН-ЗАВИСИМОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ГРУППА ЛОРЕНЦА

Амплитуда рассеяния (1) с точностью до постоянной представляет собой фурье-образ потенциала по нулевому переданному импульсу, фурье-образ в этом случае равен среднему значению потенциала по объему ядра и называется псевдопотенциалом Ферми. Поэтому далее будем последовательно рассматривать спин-зависимые взаимодействия, соответствующие слагаемым амплитуды (1). Тогда слабое взаимодействие нейтронов определяется следующим образом:

$$W = -g_w(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}/p)/2. \tag{2}$$

Операторная часть выражения (2) является псевдоскаляром, т. е. величиной, которая не сохраняет пространственную четность. Подставим (2) в выражение для оператора эволюции $U = \exp(-iWt/\hbar)$ и введем следующую параметризацию:

$$\vartheta = t \operatorname{Re} g_w/\hbar, \quad \varphi = -t \operatorname{Im} g_w/\hbar. \tag{3}$$

Выбор знака минус перед $\operatorname{Im} g_w$ сопряжен с тем фактом, что в слабом взаимодействии участвуют левополяризованные частицы. С другой стороны, при таком выборе столбец биспинора, как будет видно ниже, имеет традиционный вид с правым спинором в верхней позиции столбца. С параметризацией (3) оператор эволюции будет иметь следующий вид:

$$U = \exp(i(\vartheta - i\varphi)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})/2). \tag{4}$$

При $\varphi = 0$ матрица (4) представляет собой унитарную группу SU(2) поворота спиноров на угол $\vartheta/2$ вокруг направления импульса нейтрона, определяемого единичным вектором $\mathbf{n}$. Эта группа имеет соответствие ортогональной группе SO(3) поворотов в трехмерном пространстве на угол ϑ. Эти группы гомоморфны.

В общем виде оператор (4) совпадает с матрицей преобразования спиноров по группе SL(2, C). Имеется соответствие этой группы с группой Лоренца SO(1, 3), где цифры 1, 3 указывают на сигнатуру пространства Минковского. Группа SL(2, C) гомоморфна группе SO(1, 3). Сведения об этих группах можно найти, например, в [5].

Известно, что собственные преобразования Лоренца не образуют группу, потому что генераторы бустов K_i $(i = x, y, z)$ в трех направлениях не имеют замкнутой алгебры. Замкнутая алгебра возникает при объединении преобразований Лоренца с трехмерными вращениями. Три генератора вращений, которыми являются компоненты углового момента J_i, и три генератора бустов K_i, где $i = x, y, z$, рождают шестипараметрическую группу. При переходе к новым генераторам $M_i = (J_i + iK_i)/2$ и $N_i = (J_i - iK_i)/2$ возникают два неприводимых представления группы Лоренца, характеризуемых генераторами M_i и N_i соответственно. Коммутаторы для каждого из генераторов подобны коммутаторам углового момента: $[M_x, M_y] = iM_z$ плюс циклические перестановки и такое же правило для коммутаторов с генераторами N_i.

При переходе к спинорам возможны два случая. В первом случае $M_i = J_i = \sigma_i/2$, $K_i = -i\sigma_i/2$ и $N_i = 0$. Это представление обозначается как $(1/2, 0)$ и описывает правые спиноры, поскольку спин в этом случае параллелен направлению буста (или импульсу частицы). Во втором случае (это представление $(0, 1/2)$) направление спина противоположно импульсу. При этом $M_i = 0$, $N_i = J_i = \sigma_i/2$ и $K_i = i\sigma_i/2$, т. е. подгруппа с генераторами N_i в этом случае описывает левые спиноры. Тогда, обозначив через ϑ угол трехмерного поворота и через φ угол буста, можем написать результирующую матрицу:

$$\begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp(i(\vartheta - i\varphi)(\exp \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})) & 0 \\ 0 & \exp(i(\vartheta + i\varphi)(\exp \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{0r} \\ \psi_{0l} \end{pmatrix}. \tag{5}$$

Как уже отмечалось, матрицы, входящие в выражение (5), представляют собой группу SL(2, C) преобразования спиноров по группе Лоренца. Начальные спиноры неразличимы для покоящихся частиц или для частиц неполяризованного пучка. Полагая их равными $\psi_{0r} = \psi_{0l}$, найдем соотношение для конечных спиноров и представим это соотношение в матричном виде:

$$0 = \begin{pmatrix} -1 & \exp(\varphi(\exp \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n})) \\ \exp(-\varphi(\exp \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n})) & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_l \end{pmatrix}.$$

Разворачивая экспоненты, будем иметь окончательное выражение:

$$0 = \begin{pmatrix} -1 & \operatorname{ch}\varphi + (\exp \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n})\operatorname{sh}\varphi \\ \operatorname{ch}\varphi - (\exp \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n})\operatorname{sh}\varphi & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_l \end{pmatrix}. \qquad (6)$$

Здесь при выводе использовалось следующее свойство матриц Паули:

$$(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n})^{2k} = 1, \quad (\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n})^{2k+1} = (\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n}).$$

Унитарные матрицы группы SU(2) поворота спиноров на угол $\vartheta/2$ при выводе равенства (6) сокращаются и не дают вклада в связь между правыми и левыми спинорами. Как это следует из равенства (6), при инверсии системы координат $\mathbf{n} \to -\mathbf{n}$ и спиноры меняются местами. То же самое происходит и при обращении времени, потому что изменяется знак гиперболического синуса из-за изменения знака угла φ при этой операции.

С точки зрения группового подхода к слабому взаимодействию (2) можно сделать некоторые заключения. Во первых, при T-неинвариантном рассеянии мнимая часть слабого потенциала отрицательна. Вещественная часть этого потенциала инициирует вращение спиноров по группе SU2, что для трехмерных вращений означает прецессию спина в псевдомагнитном поле, направленном вдоль импульса и равном $\operatorname{Re} g_w$. Слабое взаимодействие нарушает пространственную четность и T-инвариантность.

Отметим универсальность соотношения (6). Слабое взаимодействие в (6) представлено параметризацией угла φ согласно (3). Но возможна и другая параметризация, например, релятивистская, при которой $\operatorname{tg}\varphi = \beta = v/c$, где c — скорость света, а v — скорость буста. Полагая скорость света равной единице, имеем

$$\operatorname{ch}\varphi = \gamma = (1-\beta^2)^{-0.5} = E/m$$

и

$$\operatorname{sh}\varphi = \beta\gamma = p/m,$$

где E, m и p — соответственно энергия, масса и импульс частицы. Далее, используя равенство $\mathbf{n}p = \mathbf{p}$, вместо (6) получим уравнение Дирака, записанное для биспиноров:

$$0 = \begin{pmatrix} -m & E + \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{p} \\ E - \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{p} & -m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_l \end{pmatrix}.$$

Это является отражением известного факта, что преобразование спиноров по группе Лоренца приводит к уравнению Дирака. При переходе к 4-спинорам и гамма-матрицам это уравнение приобретает традиционный вид в форме однострочной записи.

4. СПИНОВАЯ МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ, СКОРОСТЬ СЧЕТА НЕЙТРОНОВ И АСИММЕТРИЯ РАССЕЯНИЯ

Для выделения эффектов нарушенных симметрий будем использовать формализм спиновой матрицы плотности, описанный в [6]. Обратимся к системе уравнений (5) и вычислим матрицу плотности, исходя из первого уравнения для волновой функции:

$$\begin{aligned} \varrho_f = \psi_r\psi_r^\dagger = \\ = \exp\left(\frac{i}{2}(\vartheta - i\varphi)(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n})\right)\varrho_0 \times \\ \times \exp\left(-\frac{i}{2}(\vartheta + i\varphi)(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n})\right). \end{aligned} \qquad (7)$$

Для начальной матрицы поток нейтронов будем считать нормированным на единицу. Тогда эта матрица имеет следующий вид:

$$\varrho_0 = \frac{1}{2}\,(I + \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{p}_0),$$

где $\mathbf{p}_0$ — вектор поляризации, I — единичная матрица и след матрицы плотности равен единице. Если поляризация начального пучка равна нулю, то выражение (7) принимает вид

$$\varrho_f = \frac{1}{2}\exp\left(\varphi(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n})\right) = \frac{1}{2}\,(\operatorname{ch}\varphi + (\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n})\operatorname{sh}\varphi). \qquad (8)$$

На выходе из мишени пучок приобретает поляризацию $\mathbf{p}_f = \mathbf{n}\operatorname{sh}\varphi$ и новую нормировку интенсивности, равную $\operatorname{ch}\varphi$. Для того чтобы перейти к числу отсчетов, пучок должен пройти через анализатор, матрица плотности которого определяется его эффективностью

$$\varrho_a = \frac{1}{2}\,(I + \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{p}_a),$$

тогда для скорости счета будем иметь

$$N_\pm = \operatorname{Tr}\varrho_f\varrho_{a\pm}, \qquad (9)$$

где знаки указывают на эффективность измерения поляризации по импульсу и против него. Вычислив отношение разности числа отсчетов нейтронов с противоположными поляризациями к их сумме, получим величину асимметрии

$$A_w = -(\mathbf{p}_a \cdot \mathbf{n}) \,\mathrm{th}\, \varphi = -(\mathbf{p}_a \cdot \mathbf{n}) \,\mathrm{th}(t \,\mathrm{Im}\, g_w/\hbar). \quad (10)$$

В этом выражении псевдоскаляр нарушает пространственную четность, а гиперболический тангенс изменяет знак при обращении времени. В результате асимметрия становится P-нечетной и T-неинвариантной. В силу того, что матрица плотности пучка нейтронов коммутирует с матрицей плотности анализатора, устройство анализатора, которое теперь назовем поляризатор, можно установить перед мишенью. Асимметрия в этом случае останется прежней.

Вычислим теперь эффект прецессии спина в псевдомагнитном поле слабого взаимодействия. Для этого будем считать, что в выражении (7) импульс нейтрона направлен по оси x и это направление задается единичным вектором $\mathbf{n}_{px}$, где индекс p указывает на импульс, а начальный поток нейтронов имеет поперечную поляризацию вдоль единичного псевдовектора, например, $\mathbf{P}_y = \mathbf{n}_y P_y$. Тогда в выражении (7) начальная матрица плотности будет равна

$$\varrho_0 = \frac{1}{2}(I + \boldsymbol{\sigma}_y \cdot \mathbf{P}_y). \quad (11)$$

Нейтроны после прохождения мишени поступают в анализатор, для которого выберем направление z и эффективность $\mathbf{P}_{az}$:

$$\varrho_z = \frac{1}{2}(I + \boldsymbol{\sigma}_z \cdot \mathbf{P}_{az}). \quad (12)$$

Здесь псевдовектор поляризации $\mathbf{P}_z = \mathbf{n}_z P_z$. Тогда, используя выражения (7), (9), (11) и (12), для величины эффекта можно записать

$$A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = -\frac{([\mathbf{n}_{px} \times \mathbf{n}_y] \cdot \mathbf{n}_{az}) P_{az} P_y \sin\vartheta}{\mathrm{ch}\,\varphi}. \quad (13)$$

В этом выражении скалярное произведение представляет собой псевдоскаляр, зависящий от времени. При обращении времени изменяется также знак угла ϑ, поэтому это выражение P-нечетно, T-инвариантно и в силу CPT-теоремы, если она справедлива, нарушает зарядовую четность. CP-четность в этом случае сохраняется. При уменьшении энергии p-волнового резонанса и увеличении длины мишени эффект нарушения T-инвариантности в соответствии с (10) растет, так как увеличивается угол φ. При этом также растет угол поворота спина ϑ и уменьшается величина амплитуды синуса в (13), т. е. величина P-нечетного эффекта уменьшается.

Описанный аппарат применим для определения свойств симметрии сильного взаимодействия. Для этого введем новую параметризацию: $\vartheta = t \,\mathrm{Re}\, g_{str}/\hbar$ и $\varphi = -t \,\mathrm{Im}\, g_{str}/\hbar$, и единичный псевдовектор $\mathbf{n}_I$ в направлении углового момента ядра. Тогда унитарной группе SU(2) будет соответствовать группа вращения в трехмерном пространстве SO(3), описывающая прецессию спина в псевдомагнитном поле, направленном по угловому моменту ядра. В поляризованных мишенях такие поля могут быть значительными [7]. Все дискретные симметрии при этом сохраняются.

С параметризацией по сильному взаимодействию в уравнении (6) изменяется определение левого и правого. Скалярное произведение в этом уравнении определяет проекцию спина нейтрона на направление углового момента ядра. И для правых спиноров эта проекция положительна, а для левых — отрицательна. При операции обращения времени спиноры меняются местами. Это означает, что сильное спин-зависимое взаимодействие разделило мир на левое и правое. Нейтроны сильнее участвуют в этом взаимодействии с левой поляризацией, а антинейтроны — с правой.

Изменив параметризацию в выражении (10), получим выражение для асимметрии рассеяния для спин-зависимого сильного взаимодействия:

$$A_{str} = -(\mathbf{p}_a \cdot \mathbf{n}_I) \,\mathrm{th}\, \varphi.$$

Это выражение не сохраняет T-инвариантность, так как изменяет знак при обращении времени. В соответствии с CPT-теоремой при этом должна нарушаться также и зарядовая четность.

И, наконец, рассмотрим симметрии взаимодействия спина нейтрона с векторным полем $\mathbf{V} = [\mathbf{I} \times \mathbf{p}]$, представленным последним членом в амплитуде (1). В соответствии с изложенным подходом вещественная часть такого взаимодействия описывает прецессию спина вокруг этого поля и эта прецессия P-нечетна и T-неинвариантна. Если во взаимодействии с векторным полем имеется мнимая компонента, то выражение для асимметрии имеет следующий вид:

$$A_V = -(\mathbf{p}_a \cdot \mathbf{n}_V) \,\mathrm{th}\, \varphi,$$

где $\mathbf{n}_V$ — единичный вектор в направлении векторного поля. Как следует из вида этого выражения, асимметрия рассеяния P-нечетна и T-инвариантна.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Слабое взаимодействие для мало нуклонных систем на 7 порядков меньше сильного, поэтому наблюдать его чрезвычайно сложно. Но, как было предсказано в работах [8–11], эффект нарушения пространственной четности усилен в миллион раз в нейтронных реакциях, имеющих место вблизи p-волнового резонанса. Это усиление возникает из-за того, что при рассеянии нейтронов через компаунд-состояние слабое взаимодействие перемешивает близко лежащие уровни одного спина, но противоположной четности. Возникает состояние с неопределенной четностью и распад этого состояния приводит к нарушению пространственной симметрии.

Эксперименты, выполненные в ОИЯИ [12–14], подтвердили это предсказание и положили начало интенсивному исследованию нейтронного рассеяния через компаунд-состояния вблизи p-волнового резонанса. Эксперименты проводились в ПИЯФ (Гатчина), ОИЯИ (Дубна), LANL (Los Alamos), KEK (Tsukuba). Детальная информация имеется в обзорах [15,16]. Этот же механизм усиления слабого взаимодействия был расширен и на эффекты, не сохраняющие CP-четность за счет нарушения симметрии при обращении времени и нарушения пространственной четности [17–20].

На масштаб исследований указывают 125 ссылок в [21] на работы, относящиеся к обсуждаемому вопросу. Как отмечается в обзоре [21], эффект нарушения четности был измерен на 150 резонансах. Асимметрия при рассеянии нейтронов с правой и левой поляризациями имеет величину от нескольких долей процента до 10 %. В La^{139} эффект, согласно [22], составляет 10.2 %. Эта величина при энергии нейтронов $E = 0.734$ эВ и длине мишени в 10 см, в соответствии с (10), позволяет определить мнимую часть взаимодействия $\operatorname{Im} g_w$. По порядку эта величина оказывается равной 10^{-11} эВ.

Нарушение комбинированной четности или нарушение симметрии при обращении времени было открыто в 1964 году в распадах K_0-мезонов и позднее в распадах B_0-мезонов. Поиски нарушения CP-четности в других физических явлениях, например, ядерных реакциях, рассеянии на ядрах, в атомной и молекулярной физике, в молекулах и кристаллах пока не привели к успеху, так же как и многолетние измерения электрического дипольного момента нейтрона, которые дают только ограничение на эту величину. Но, как показано в данной работе, зависящее от спиральности рассеяние нейтронов на нулевой угол за счет слабого взаимодействия оказалось хорошо измеряемым эффектом несохранения симметрии при обращении времени. Вещественная часть этого взаимодействия нарушает P-четность с сохранением CP-четности, а мнимая часть создает P-нечетный эффект с нарушением CP-четности.

Тот факт, что измеренное более 40 лет назад в многочисленных экспериментах нарушение T-инвариантности в рассеянии нейтронов вблизи p-волнового резонанса не было озвучено до сих пор, следует отнести к историческому курьезу. Другим, длящимся около 40 лет, заблуждением является представление о способе обнаружения эффекта нарушения симметрии при обращении времени. Считалось, что этот эффект будет открыт, если измерить величину взаимодействия нейтрона с векторным полем, представленным в соотношении (1) последним членом.

Величины $\operatorname{Re} d$ и $\operatorname{Im} d$ не измерялись, обсуждались только схемы выделения $\operatorname{Im} d$, поскольку спин-зависимое поглощение измерить проще, чем прецессию спина. Обсуждению этих схем посвящено большое количество работ, ссылки на которые можно найти в [23]. До сих пор считалось, что мерой T-неинвариантного эффекта является величина $\operatorname{Im} d$. Но это не так, поскольку при обращении времени величина $i \operatorname{Im} d(\boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{I} \times \mathbf{p}])$ знака не изменяет, т. е. T-инвариантна. По этой же причине мнимый псевдоскаляр $i \operatorname{Im} g_w(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})$ и мнимый скаляр $i \operatorname{Im} g_{str}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{I})$, соответственно, T-неинвариантны. То есть в этом случае исследование тройной корреляции смысла не имеет.

Другим устойчивым стереотипом является утверждение, что в сильных взаимодействиях все дискретные симметрии сохраняются по отдельности. Но, как было показано, сильное спин-зависимое взаимодействие нейтронов с поляризованными ядрами нарушает симметрию при обращении времени. Величина такого нарушения может быть весьма значительна. В качестве примера укажем на прохождение нейтронами поляризованной среды из He^3. При энергии нейтронов менее 10 эВ сечение поглощения при противоположно направленных спинах много больше сечения в случае параллельных спинов [24]. В этой работе поляризация пучка нейтронов, полученная при прохождении поляризованного He^3, составляет 25 %. Это максимальная величина эффекта нарушения T-инвариантности.

В распадах K_0-мезонов эффект нарушения CP-четности составляет три случая на тысячу, в распадах B_0-мезонов — восемь случаев на тысячу. В рассеянии нейтронов T-неинвариантный эффект проявляется гораздо сильнее. Для исследованных изотопов его величина находится в пределах от нескольких долей процента до 10 %, но еще больше T-неинвариантный эффект проявляется в сильном взаимодействии.

В заключение заметим, что как в трансмиссии нейтронов, так и в распадах K_0- и B_0-мезонов эффекты T-неинвариантности объясняются использованием неэрмитовых гамильтонианов.

Укажем на близкую аналогию в объяснении T-неинвариантного рассеяния нейтронов и распадов K-мезонов. В книге Окуня [25] отмечается, что в первом порядке теории возмущений с эффективным четырехфермионным локальным взаимодействием эффект нарушения CP-четности усилен примерно на шесть порядков благодаря малой разности масс K_1- и K_2-мезонов. Взаимодействие, нарушающее CP-четность, перемешивает эти состояния, так что матричный элемент смешивания оказывается равным недиагональной мнимой массе, которая определяет мнимую константу взаимодействия и, соответственно, нарушение T-инвариантности. На кварковом уровне мнимая часть взаимодействия возникает в произведении тока на ток при введении мнимой фазы в матрицу смешивания кварков.

Во всех случаях первичным является T-неинвариантный эффект, который при сохранении CPT-четности эквивалентен нарушению CP-симметрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Паули, *Нильс Бор и развитие физики*, Изд-во иностр. лит., Москва (1958).

2. М. Е. Пескин, Д. В. Шредер, *Введение в квантовую теорию поля*, Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика», Ижевск (2001).

3. С. Вайнберг, *Квантовая теория поля*, т. 1, Физматлит, Москва (2003).

4. О. Бор, Б. Моттельсон, *Структура атомного ядра*, т. 1, Мир, Москва (1971).

5. А. П. Исаев, В. А. Рубаков, *Теория групп и симметрий*, Мат. науки, Изд-во Красанд, Москва (2018).

6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Квантовая механика*, Физматлит, Москва (2004).

7. A. Abragam and M. Goldman, *Nuclear Magnetism: Order and Disorder*, Int. Series of Monographs on Physics, Oxford Univ. Press, Oxford (1982).

8. O. Sushkov and V. Flambaum, JETP Lett. **32**, 353 (1980).

9. O. Sushkov and V. Flambaum, Sov. Phys. Usp. **25**, 1 (1982).

10. V. Flambaum and O. Sushkov, Nucl. Phys. A **412**, 13 (1984).

11. V. Flambaum and O. Sushkov, Nucl. Phys. A **435**, 352 (1985).

12. V. Afimenkov, S. Borzakov, V. Tkhuan, Y. Mareev, L. Pikelner, D. Ruben, A. Khrykin, and E. Sharapov, JETP Lett. **34**, 295 (1981).

13. V. Alfimenkov, S. Borzakov, V. Van Thuan, Y. Mareev, L. Pikelner, A. Khrykin, and E. Sharapov, Nucl. Phys. A **398**, 93 (1983).

14. V. Alfimenkov, S. Borzakov, V. Tkhuan, Y. Mareev, L. Pikelner, I. Frank, A. Khrykin, and E. Sharapov, JETP Lett. **39**, 8 (1984).

15. G. E. Mitchell, J. D. Bowman, and H. A. Weidenmuller, Rev. Mod. Phys. **71**, 445 (1999).

16. G. Mitchell, J. Bowman, S. Penttila, and E. Sharapov, Phys. Rep. **354**, 157 (2001).

17. V. Bunakov and V. Gudkov, Nucl. Phys. A **401**, 93 (1983).

18. C. R. Gould, N. R. Bowman, and J. D. Robertson, *Tests of Time Reversal Invariance in Neutron Physics*, World Sci., Singapore (1987).

19. V. Gudkov, Phys. Rep. **212**, 77 (1992).

20. V. Flambaum and G. Gribakin, Progr. Particle Nucl. Phys. **35**, 423 (1995).

21. V. Flambaum and A. Mansour, arXiv:2111.02037v2 [nucl-th].

22. A. P. Serebrov et al., JETP Lett. **62**, 10 (1995).

23. S. K. Lamoreaux and R. Golub, Phys. Rev. D **50**, 5632 (1994); B. Gudkov and Hirochiko M. Shimizu, arXiv: 1710.02193v1 [nucl-th]; В. Е. Бунаков, И. С. Новиков, *Материалы XXXIV зимней школы*, ПИЯФ РАН, Санкт-Петербург (2000); V. R. Skoy, Takashi Ino, Y. Masuda, S. Muto, and G. Kim, J. Res. Inst. Stand. Technol. **110**, 421 (2005).

24. Н. Н. Колачевский, Ю. В. Прокофьичев, В. Р. Ской, И. И. Собельман, В. Н. Сорокин, КЭ **33**, 18 (2003).

25. Л. Б. Окунь, *Лептоны и кварки*, Наука, Москва (1990).