Письма в ЭЧАЯ. 2007. Т. 4, № 1(137). С. 42–53

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИН PT-НАРУШАЮЩЕГО ЭФФЕКТА И СОХРАНЯЮЩИХ T-ИНВАРИАНТНОСТЬ МАСКИРУЮЩИХ СПИН-УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В РЕАКЦИИ ^{10}B$(n, \alpha_1\gamma)^7$Li

В. Г. Николенко [а], *И. С. Окунев* [б], *С. С. Паржицкий* [а],
Ю. П. Попов [а], *Ю. М. Чувильский* [в,1]

[а] Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
[б] Санкт-Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина, Россия
[в] Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

Трехвекторная корреляция направлений поляризации нейтронного пучка σ_n, импульса α-частицы k_α и циркулярной поляризации γ-кванта s_γ $a_{pt}(\boldsymbol{\sigma}_n[\mathbf{k}_\alpha \times \mathbf{s}_\gamma])$ в реакции ^{10}B$(n, \alpha_1\gamma)^7$Li ($E_\gamma = 478$ кэВ) предлагается в качестве средства для поиска нарушения инвариантности по отношению к обращению времени с одновременным нарушением пространственной четности (PT-инвариантности). Представлено выражение для коэффициента a_{pt} в $\alpha\gamma$-каскаде. Обсуждаются маскирующие эффекты, чувствительность эксперимента и его перспективы.

Three-vector correlation $a_{pt}(\boldsymbol{\sigma}_n[\mathbf{k}_\alpha \times \mathbf{s}_\gamma])$ of neutrino beam polarization directions σ_n, α-particle momentum k_α and γ-quantum circular polarization s_γ in ^{10}B$(n, \alpha_1\gamma)^7$Li reaction ($E_\gamma = 478$ keV) is proposed as a tool for the search of T-invariance violation with a spatial-invariance violation at once (PT-invariance). The expression for the coefficient a_{pt} in $\alpha\gamma$-cascade is presented. Masking effects, sensitiveness of the experiment and its perspectives are discussed.

PACS: 24.80.+g

ВВЕДЕНИЕ

Эффекты нарушения инвариантности по отношению к обращению времени (T-инвариантности) или, точнее, эквивалентные им вследствие CPT-теоремы CP-неинвариантные эффекты наблюдались только в экспериментах с K- и B-мезонами. В результате этих измерений в лагранжиан стандартной модели был введен член, нарушающий T-инвариантность, или, конкретнее, фазовый множитель $e^{i\delta}$ в матрицу Кобаяши–Маскавы, приводящий, в случае $\delta \neq 0$, к появлению мнимой добавки в амплитуды смешивания кварков различных поколений. Среди T-неинвариантных амплитуд существуют и P-нечетные. Последние отвечают за нарушение инвариантности по отношению к обращению времени

[1] E-mail: tchuvl@nucl-th.sinp.msu.ru

с одновременным нарушением пространственной четности (PT-инвариантности). Упомянутый фазовый фактор входит универсально как в P-четные, так и в P-нечетные амплитуды. Вследствие этого в процессах, идущих за счет сильных и электромагнитных взаимодействий, где нарушающие четность слабые амплитуды малы сами по себе, эффекты нарушения PT-инвариантности в стандартной модели оказываются предельно малыми. Следовательно, наблюдение даже очень малой PT-неинвариантной корреляции на фоне сильных и/или электромагнитных процессов оказалось бы надежным свидетельством ее происхождения за счет эффектов, выходящих за рамки стандартной модели. Именно это делает проблему поиска эффектов нарушения PT-инвариантности актуальной.

Следует добавить, что если CPT-теорема справедлива, то знание величин констант P-, T- и PT-нарушающих амплитуд позволяет полностью определить структуру нарушающей фундаментальную симметрию части лагранжиана.

В настоящее время наиболее жесткое ограничение на величину эффектов PT-нарушения устанавливают измерения электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона: $d_n \leqslant 0{,}6 \cdot 10^{-25} e$ см; $d_n/er_n \leqslant 10^{-12}$. Более точные измерения ЭДМ атомов и молекул не дают столь малого верхнего предела на ЭДМ составляющих их ядер и электронов. Если принять естественную гипотезу, что основной вклад в амплитуды нарушения PT-инвариантности вносит нуклон-мезонная вершина $N \to N + \pi$, то полученное из этого предела ограничение на изовекторную константу нарушающей PT-инвариантность вершины оказывается наименее жестким: $g_{pt}^{\Delta T}(\pi) \leqslant 1 \cdot 10^{-10}$ [1, 2].

Эффекты нарушения PT-инвариантности в ядерных процессах остаются малоисследованными даже на уровне верхних пределов. В то же время структура матричных элементов PT-нарушающего нуклон-нуклонного взаимодействия здесь может существенно отличаться от структуры амплитуд, определяющих ЭДМ нейтрона и атомов. Поэтому и установление менее жесткого, чем полученный при измерении ЭДМ, верхнего предела обсуждаемой константы в каком-либо ядерном процессе представляется актуальной задачей. Важно, что в процессах на ядрах именно изовекторная вершина является доминирующей, поскольку только эффект от этой вершины является объемным, т. е. растет пропорционально массе ядра. Наконец, для ядерных процессов с нарушением PT-инвариантности характерны те же самые эффекты усиления, что и для процессов с нарушением пространственной четности.

К настоящему времени известно три эксперимента обсуждаемого типа.

В работе [3] на выстроенном ядре ^{180m}Hf в $\gamma\gamma$-совпадениях изучалась PT-неинвариантная корреляция $a_{pt}((\mathbf{k}_1 \cdot [\mathbf{J} \times \mathbf{k}_2])(\mathbf{J} \cdot \mathbf{k}_2))$, где $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ — импульсы первого и второго фотонов, $\mathbf{J}$ — направление вектора поляризации образца. Получены ограничение на коэффициент корреляции $a_{pt} = -(0{,}9 \pm 1{,}1) \cdot 10^{-3}$ и верхняя оценка PT-неинвариантной части амплитуды ядерного взаимодействия к P-нечетной: 0,6–0,7.

В работе [4] на компонентах сверхтонкой структуры линии 23,7 кэВ, возникающей при разрядке изомерного состояния ^{119m}Sn, с помощью мессбауэровской методики (за счет которой выделяются γ-переходы в определенных состояниях ядерной поляризации возбужденного состояния ^{119}Sn*) исследовалась PT-неинвариантная корреляция $a_{pt}((\mathbf{k}_\gamma \cdot [\mathbf{J} \times \mathbf{e}_\gamma])(\mathbf{J} \cdot \mathbf{e}_\gamma))$, где $\mathbf{k}_\gamma$ — направление вылета γ-кванта, $\mathbf{e}_\gamma$ — вектор линейной поляризации излучения, а $\mathbf{J}$ — направление оси квантования. Получена оценка $a_{pt} = -(0{,}4 \pm 1{,}1) \cdot 10^{-6}$ и, соответственно, ограничение на отношение PT-неинвариантного эффекта к P-нечетному на уровне $4 \cdot 10^{-2}$. На сегодняшний день это самый низкий верхний предел на PT-неинвариантность, полученный в ядерных процессах. В отношении данного измерения следует, однако, отметить, что эффект несохранения пространственной четности, полученный в данной и предшествующей [5] работах авторов в рамках мессбауэровской методики (порядка 10^{-3}), не удается объяснить общепринятыми механизмами усиления P-нечетного эффекта. В связи с этим требуется, видимо, дополнительная экспериментальная проверка этой величины более традиционным (не мессбауэровским) методом и, в случае подтверждения результата, теоретическая работа по интерпретации столь неожиданного результата.

Поиск эффектов нарушения PT-инвариантности в ядерных процессах с нейтронами несмотря на продолжительное время исследований дал довольно скромные результаты. Был проведен только один эксперимент — измерение PT-неинвариантной асимметрии $a_{pt}(\boldsymbol{\sigma}_n \cdot [\mathbf{k}_n \times \mathbf{J}])$ ($\mathbf{k}_n$ — направление движения нейтрона, $\boldsymbol{\sigma}_n$ — направление вектора спина нейтрона, $\mathbf{J}$ — направление спина ядра-мишени), соответствующей повороту спина нейтрона при прохождении быстрых поляризованных нейтронов с энергией $E_n = 7{-}12$ МэВ через поляризованную мишень ^{165}Ho. Для коэффициента PT-неинвариантной асимметрии a_{pt} были получены следующие результаты: $a_{pt} = -(0{,}9 \pm 2{,}0) \cdot 10^{-3}$ ($E_n = (7{,}1 \pm 0{,}9)$ МэВ), $-(0{,}4 \pm 2{,}9) \cdot 10^{-3}$ ($E_n = (11 \pm 0{,}5)$ МэВ) [6]. Разрешение по энергии нейтронов составляло 0,5–1,0 МэВ, кроме того, нейтронные резонансы имеют большую ширину в данной области энергий. Таким образом, вклад в эффект дают одновременно несколько резонансов, возникает усреднение возможного эффекта, что приводит к уменьшению его величины и крайне затрудняет теоретическую интерпретацию экспериментального результата в смысле получения соответствующих ограничений на амплитуду PT-неинвариантного взаимодействия, поскольку в этом случае не работает двухуровневое приближение. Независимо от этого очевидно, что ограничение на отношение этой амплитуды к P-нечетной, которое, в принципе, может быть получено из экспериментов [6], заведомо намного превышает единицу.

Что касается изучения PT-неинвариантности в других процессах с нейтронами, то следует заметить, что основные усилия прилагаются к измерению аналогичной корреляции $a_{pt}(\boldsymbol{\sigma}_n \cdot [\mathbf{k}_n \times \mathbf{J}])$ при прохождении резонансных нейтронов через поляризованный образец ^{139}La. Этот выбор определяется, прежде всего, уникальным масштабом усиления здесь эффекта нарушения пространственной четности — примерно 10^6. Усиление эффектов нарушения PT-инвариантности имеет ту же самую природу, и поэтому его масштаб, как предполагается, должен приблизительно совпадать с масштабом усиления нарушения P-четности. За счет этого в данном случае есть надежда получить ограничение величины PT-неинвариантной амплитуды на уровне 10^{-7} эВ [7]. Поскольку величина P-нечетной амплитуды в составном ядре ^{140}La составляет $1{,}3 \cdot 10^{-3}$ эВ, обсуждаемая схема может позволить, в принципе, установить ограничение на амплитуду PT-неинвариантного взаимодействия на уровне 10^{-4} по отношению к P-нечетному. В экспериментах по вращению спина нейтрона при прохождении через поляризованную мишень существует, однако, ряд серьезных проблем, связанных с компенсацией ложных эффектов от псевдомагнетизма, P-нечетной и лево-правой асимметрий. Не полностью решена и проблема поляризации образца La. Требуется пучок резонансных нейтронов ($E_n = 0{,}75$ эВ), причем рабочий диапазон энергий, соответствующий ширине резонанса, составляет около 40 мэВ, что резко уменьшает скорость набора статистики предполагаемого эффекта. Несмотря на более чем десятилетние усилия по развитию методики и постановке данных измерений до настоящего времени ни один эксперимент не проведен.

Следует добавить, что методика измерения совпадений продуктов реакции, вызываемой тепловыми нейтронами (в этом случае — $\gamma\gamma$-совпадений), уже использовалась для поиска P-четных эффектов нарушения T-инвариантности [8].

Подводя итоги, можно констатировать, что достигнутый в настоящее время верхний предел эффектов нарушения PT-инвариантности в ядерных процессах довольно высок и сильно уступает пределу, достигнутому при измерении ЭДМ. Поэтому совершенствование методики измерения и поиск других примеров ядерных процессов, где нарушение PT-инвариантности удобно для измерения, представляется важным.

В предлагаемой статье мы обсуждаем схему, включающую в себя регистрацию совпадений α-частицы и последующего γ-кванта с измерением его циркулярной поляризации, как возможный метод обнаружения PT-неинвариантного эффекта. Выбрана реакция $^{10}\mathrm{B}(n,\alpha_1\gamma)^7\mathrm{Li}$ ($E_\gamma = 478$ кэВ) на пучке продольно поляризованных тепловых или холодных нейтронов. Этот процесс весьма удобен для экспериментов, он хорошо исследован с точки зрения нарушения пространственной четности. С другой стороны, это хорошая «лаборатория», где могут быть развиты методы, полезные для дальнейшего изучения эффектов нарушения фундаментальной симметрии в других ядерных процессах, вызываемых нейтронами и заряженными частицами.

1. УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В $\alpha\gamma$-КАСКАДЕ

Рассмотрим угловые корреляции в $\alpha\gamma$-каскаде $I \to \alpha \to J \to F$, предполагая, что и начальное $|I\rangle$, и промежуточное $|J\rangle$ состояния являются чистыми состояниями в пространстве ядерных спинов. В этом случае соответствующее угловое распределение продуктов имеет форму [9, 10]:

$$W_{IJF}(\theta_\alpha,\theta_\gamma,\phi_\alpha,\phi_\gamma) = \Sigma\rho_j^m(I)\widehat{F}\varepsilon_{j_\alpha}^{m_\alpha\,*}(L_\alpha L'_\alpha)\varepsilon_{j_\gamma}^{m_\gamma\,*}(L_\gamma L'_\gamma)(j_\alpha m_\alpha j_\gamma m_\gamma|jm)\times$$
$$\times\begin{Bmatrix} J & L_\alpha & I \\ J & L'_\alpha & I \\ j_\gamma & j_\alpha & j \end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} F & L_\gamma & J \\ F & L'_\gamma & J \\ 0 & j_\gamma & j_\gamma \end{Bmatrix}\widehat{I}^2\widehat{j}_\alpha\widehat{j}_\gamma^2\widehat{J}^2\langle J|L'_\alpha|I,p'\rangle^*\times$$
$$\times\langle J|L_\alpha|I,p\rangle\langle J|L'_\gamma|F\rangle^*\langle J|L_\gamma|F\rangle. \quad (1)$$

Здесь используются следующие обозначения: $\rho_j^m(I)$ — компоненты тензора ориентации начального состояния; j — ранг тензора; $\langle J|L_\alpha|I,p\rangle$ и $\langle J|L'_\alpha|I,p'\rangle$ — амплитуды α-распада, характеризуемые угловыми моментами испускаемых α-частиц L_α и L'_α; $\langle J|L_\gamma|F\rangle$ и $\langle J|L'_\gamma|F\rangle$ — амплитуды электромагнитных переходов мультипольностей L_γ и L'_γ; индексы p и p' характеризуют четности соответствующих состояний; $(j_\alpha m_\alpha j_\gamma m_\gamma|jm)$ — коэффициенты Клебша–Гордана, трехрядные таблицы — $9j$-символы. Использовалось обозначение $\widehat{b} = \sqrt{2b+1}$. Суммирование проводится по всем индексам, содержащимся в выражении (1), кроме I, J, F. Индексы j_γ, j_α определяют ранг тензоров, характеризующих переходы. Обсуждаемая корреляция ($\boldsymbol{\sigma}_n[\mathbf{k}_\alpha\times\mathbf{s}_\gamma]$) соответствует их значениям $j_\gamma = j_\alpha = j = 1$.

Тензор эффективности γ-перехода может быть записан в следующем виде:

$$\varepsilon_{j_\gamma}^{m'_\gamma}(lp,l'p') = (1/16\pi)(-1)^{l'-1}\widehat{l}\,\widehat{l}'(l1l'-1|j_\gamma 0)[S(0)+S(3)+(-1)^f(S(0)-S(3))]\times$$
$$\times Q(j_\gamma)\left(\sqrt{4\pi}/\widehat{j}_\gamma\right)Y_{j_\gamma}^{m_\gamma}(\mathbf{k}_\gamma), \quad (2)$$

где
$$f = (p - p')/2 - j_\gamma, \tag{3}$$
$S(0), S(3)$ — параметры Стокса; $Q(j)$ — поправка на угловое разрешение детектора конечных размеров.

Если в γ-переходе четность сохраняется, то фаза $f = j_\gamma$. Таким образом, четность тензора эффективности j_γ оказывается однозначно связанной с поляризацией излучения. Корреляции, соответствующие тензорам четного ранга, проявляются при детектировании неполяризованного (характеризующегося параметром Стокса $S(0)$), а нечетного — циркулярно поляризованного ($S(3)$) излучения. В обсуждаемом примере детектор γ-излучения является анализатором и, естественно, используется переход, не нарушающий четность. Поэтому необходимо измерение циркулярной поляризации. Более того, если заметить, что рассматриваемая реакция $^{10}\mathrm{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\mathrm{Li}$ идет через промежуточное состояние $J = 1/2$, то ограничение $j_\gamma \leqslant 2J$ приводит к тому, что неполяризованная компонента γ-излучения оказывается изотропной и, таким образом, не может коррелировать ни с каким вектором.

Аналогичный тензор для α-перехода может быть записан как
$$\varepsilon_{j_\alpha}^{m_\alpha}(ll') = (1/4\pi)\widehat{l}\,\widehat{l}'(l0l'0|j_\alpha 0)(-1)^l Q(j_\alpha)\left(\sqrt{4\pi}/\widehat{j}_\alpha\right) Y_{j_\alpha}^{m_\alpha}(\mathbf{k}_\alpha). \tag{4}$$

При условии сохранения четности ($l' = l, l+2,\ l+4, \ldots$) тензор $\varepsilon_{j_\alpha}^{m_\alpha}(ll') = 0$ для j_α — нечетных в силу свойств входящего в (4) коэффициента Клебша–Гордана. Поэтому исследуемая $\alpha\gamma$-корреляция возникает лишь за счет эффектов нарушения четности. Что касается других PT-неинвариантных корреляций в α-переходах, то, кроме обсуждаемой, можно предложить пятивекторную корреляцию $a_{pt}(\mathbf{k}_\alpha[\mathbf{k}_n \times \mathbf{k}_\gamma])(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{k}_\gamma)$. Поляризованный пучок нейтронов здесь не требуется, но для получения выстроенности начального состояния (тензора поляризации ранга 2) требуется заметный вклад в волновую функцию входного канала P-, D- и т. д. волн нейтрона, т. е. нужны P-резонансные или быстрые нейтроны.

P-четная T-несохраняющая корреляция $a_t(\mathbf{k}_\alpha \cdot [\mathbf{k}_\gamma \times \boldsymbol{\sigma}_n])(\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{k}_\gamma)$ в процессах $(n, \gamma\alpha)$ и $(n, \alpha\gamma)$ характеризуется тензором ориентации начального состояния $j = 1$, и, следовательно, может быть получена на пучке поляризованных тепловых нейтронов, и тензорами второго ранга $j_\gamma = j_\alpha = 2$, поэтому измерять поляризацию γ-квантов здесь не требуется.

Вернемся к исследуемой в настоящей работе PT-нарушающей корреляции. Комбинируя предыдущие формулы, ее можно записать в следующем виде:
$$\begin{gathered}
W_{IJF}(\theta_\alpha, \theta_\gamma, \phi_\alpha, \phi_\gamma) = \Sigma\rho_j^m(I)(1/32\pi^2)(-1)^{L'_\alpha}\widehat{L}_\alpha\widehat{L}'_\alpha(L_\alpha 0 L'_\alpha 0|j_\alpha 0)\times \\
\times Q_\alpha(j_\alpha)\left(\sqrt{4\pi}/\widehat{j}_\alpha\right) Y_{j_\alpha}^{m_\alpha}(\mathbf{k}_\alpha)\widehat{L}_\gamma\widehat{L}'_\gamma(L_\gamma 1 L'_\gamma - 1|j_\gamma 0) S(3) Q_\gamma(j_\gamma)\left(\sqrt{4\pi}/\widehat{j}_\gamma\right) Y_{j_\gamma}^{m_\gamma}(\mathbf{k}_\gamma)\times \\
\times (-1)^{L'_\gamma - 1}\widehat{F}(j_\alpha m_\alpha j_\gamma m_\gamma|jm)\widehat{I}^2\widehat{j}_\alpha\widehat{j}_\gamma^2\widehat{J}^2\times \\
\times \begin{Bmatrix} J & L_\alpha & I \\ J & L'_\alpha & I \\ j_\gamma & j_\alpha & j \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} F & L_\gamma & J \\ F & L'_\gamma & J \\ 0 & j_\gamma & j_\gamma \end{Bmatrix} \langle J|L'_\alpha(pt)|I, p'\rangle^* \langle J|L_\alpha|I, p\rangle \langle J|L'_\gamma|F\rangle^* \langle J|L_\gamma|F\rangle,
\end{gathered} \tag{5}$$

где доминирующими являются амплитуды, удовлетворяющие условиям $L_\gamma = L'_\gamma = 1$, $L_\alpha = L'_\alpha + 1$.

Если при этом ось z выбрана параллельной вектору начальной поляризации начального состояния I, то $m = 0$ (все наблюдаемые в этой системе обладают азимутальной симметрией), суммирование по m_α, m_γ в выражении (5) ограничено условиями $-m_\alpha = m_\gamma = \pm 1{,}0$. Амплитуда, нарушающая PT-инвариантность в α-распаде, может быть параметризована как

$$\langle J|L'_\alpha(pt)|I,p'\rangle = \langle J|L'_\alpha|I,-p'\rangle w_{pt}\,\mathrm{e}^{i\nu}, \tag{6}$$

где PT-неинвариантный сдвиг фазы $\nu = \pi/2$ выделен в явном виде [11]. В потенциальном подходе фактор PT-несохранения w_{pt} принимает форму [12]:

$$w_{pt} = \langle I,-p'|W_{pt}|I,p'\rangle/(E(I,p') - E(I,-p')). \tag{7}$$

Здесь $\langle I,-p'|W_{pt}|I,p'\rangle$ — матричный элемент, нарушающий PT-инвариантность взаимодействия в начальном состоянии, а $E(p)$ и $E(-p)$ — энергии дублета уровней с одним и тем же спином, но с противоположной четностью. Имея в виду значительно меньшие расстояния между дублетными уровнями ΔE в области начального состояния I, нарушением P-четности в конечном состоянии здесь и в последующих формулах мы пренебрегаем.

Для реакции, в сечении которой S-резонансное поглощение нейтронов доминирует, элементы тензора поляризации $\rho_j^m(I)$ могут быть выражены в следующем виде:

$$\begin{aligned}
\rho_0^0(I) \quad &= \quad (-1)^{A-I-1/2}\widehat{I}^2/\left(\sqrt{2}\widehat{A}^2\right) W\left(\frac{1}{2}\,I\,\frac{1}{2}I;A0\right)\langle I|n|A\rangle\langle I|n|A\rangle^* = \\
&= \widehat{I}/\left(2\widehat{A}^2\right)\langle I|n|A\rangle\langle I|n|A\rangle^*; \qquad (8)\\
\rho_1^0(I) \quad &= \quad (-1)^{A-I+1-1/2}\widehat{I}^2/\left(\sqrt{2}\widehat{A}^2\right) p_n W\left(\frac{1}{2}\,I\,\frac{1}{2}I;A1\right)\langle I|n|A\rangle\langle I|n|A\rangle^*,
\end{aligned}$$

где $\langle I|n|A\rangle$ — амплитуда резонансного захвата нейтрона; $W\left(\frac{1}{2}\,I\,\frac{1}{2}I;A1\right)$ — символ Рака; A — спин мишени; p_n — степень поляризации нейтронного пучка. В случае, если один из каналов ($I = A + 1/2$ или $I = A - 1/2$) доминирует, нормированное угловое распределение имеет вид

$$\begin{aligned}
&\tilde{W}_{IJF}(\theta_\alpha,\theta_\gamma,\phi_\alpha,\phi_\gamma) = 1 + a_{pt}(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{s}_\gamma\mathbf{k}_\alpha]) = \\
&= 1 + \sqrt{2}p_n W\left(\frac{1}{2}\,I\,\frac{1}{2}I;A1\right)\widehat{I}^2\widehat{1}^2\widehat{L}_\alpha\widehat{I}'_\alpha(L_\alpha 0 L'_\alpha 0|10)\begin{Bmatrix} J & L_\alpha & I \\ J & L'_\alpha & I \\ 1 & 1 & 1 \end{Bmatrix}\bar{Z}_1(L_\gamma J L'_\gamma J;F1)\times \\
&\times\left(\mathrm{Im}\left\{\langle J|L'_\alpha(pt)|I,p'\rangle^*\langle J|L_\alpha|I,p\rangle - \langle J|L'_\alpha(pt)|I,p'\rangle\langle J|L_\alpha|I,p\rangle^*\right\}/\left|\langle J|L_\alpha|I,p\rangle\right|^2\right)\times \\
&\quad\times\sum_{m=-1,1}(1m1-m|10)\left(\sqrt{4\pi}/\widehat{1}\right)Y_1^m(\mathbf{k}_\gamma)\left(\sqrt{4\pi}/\widehat{1}\right)Y_1^{-m}(\mathbf{k}_\alpha)Q_\gamma(1)Q_\alpha(1)\lambda,
\end{aligned} \tag{9}$$

где λ — чувствительность поляриметра к циркулярной поляризации γ-излучения. В выражении (9) использовано обозначение:

$$\bar{Z}_1(lJl'J;Fj) = (-1)^{j-l+l'-1}\widehat{l}\,\widehat{l'}\widehat{J}^2(l1l'-1|j0)W(lJl'J;Fj) =$$
$$= (-1)^{j-l+l'-1}\widehat{l}\,\widehat{l'}\widehat{J}^2(l1l'-1|j0)\widehat{F}\widehat{j}\begin{Bmatrix} J & l & F \\ J & l' & F \\ j & j & 0 \end{Bmatrix}(-1)^{F+j-J-l'}. \quad (10)$$

Величина $\tilde{W}_{IJF}(\theta_\alpha,\theta_\gamma,\phi_\alpha,\phi_\gamma)$ получается из $W_{IJF}(\theta_\alpha,\theta_\gamma,\phi_\alpha,\phi_\gamma)$ нормировкой на единицу с помощью множителя

$$\widehat{I}^2/(2\widehat{A}^2)(1/32\pi^2)\langle I|n|A\rangle\langle I|n|A\rangle^*\langle J|L'_\gamma|F\rangle^*\langle J|L_\gamma|F\rangle. \quad (11)$$

Для простоты будем полагать величины, характеризующие геометрию детекторов, единичными: $Q_\gamma(1) = Q_\alpha(1) = 1$.

Угловая часть обсуждаемого выражения может быть переписана в следующем виде:

$$\sum_{m=-1,1}(1m1-m|10)\left(\sqrt{4\pi}/\widehat{1}\right)Y_1^m(\mathbf{k}_\gamma)\left(\sqrt{4\pi}/\widehat{1}\right)Y_1^{-1}(\mathbf{k}_\alpha) =$$
$$= i(111-1|10)2\,\mathrm{Im}\left\{\left(\sqrt{4\pi}/\widehat{1}\right)Y_1^m(\mathbf{k}_\gamma)\left(\sqrt{4\pi}/\widehat{1}\right)Y_1^{-m}(\mathbf{k}_\alpha)\right\} =$$
$$= i(1/\sqrt{2})\,\sin(\theta_\gamma)\,\sin(\theta_a)\,\sin(\phi), \quad (12)$$

где ϕ — азимутальный угол между векторами $\mathbf{k}_\gamma$ и $\mathbf{k}_\alpha$. Представленное выражение с очевидностью показывает оптимальную схему эксперимента, в которой направления трех векторов, составляющих исследуемую корреляцию, должны быть выбраны ортогональными.

Зависимость выражения (9) от амплитуд α-переходов может быть представлена в виде

$$i\,\mathrm{Im}\,(\langle J|L'_\alpha(pt)|I,p'\rangle^*\langle J|L_\alpha|I,p\rangle - \langle J|L'_\alpha(pt)|I,p'\rangle\langle J|L_\alpha|I,p\rangle^*)/|\langle J|L_\alpha|I,p\rangle|^2 =$$
$$= 2(\Gamma(L'_\alpha)/\Gamma(L_\alpha))^{1/2}[\sin(\Delta\beta) - w_{pt}\cos(\Delta\beta)], \quad (13)$$

где $\Delta\beta$ — разность фаз матричных элементов регулярного и иррегулярного переходов.

В результате коэффициент, определяющий P-нечетную часть нарушения временной инвариантности, можно представить в виде

$$a_{pt} = 6\widehat{I}^2p_nW\left(\frac{1}{2}\,I\,\frac{1}{2}I;A1\right)\widehat{L}_\alpha\widehat{L}'_\alpha(L_\alpha 0L'_\alpha 0|10)\begin{Bmatrix} J & L_\alpha & I \\ J & L'_\alpha & I \\ 1 & 1 & 1 \end{Bmatrix}(\bar{Z}_1(L_\gamma JL'_\gamma J;F1)w_{pt}\times$$
$$\times\,2(\Gamma(L'_\alpha)/\Gamma(L_\alpha))^{1/2}[\sin(\Delta\beta) - w_{pt}\cos(\Delta\beta)]\lambda. \quad (14)$$

Сдвиг фаз β определяется взаимодействием α-частицы и ядра-остатка. Для глубоко подбарьерного процесса доминирует кулоновская фаза. В этом случае разность фаз нарушающей и не нарушающей четность амплитуд имеет вид

$$\Delta\beta = \mathrm{arctg}\,(\eta/L'_\alpha) + \mathrm{arctg}\,(\eta/L_\alpha + \pi/2), \quad (15)$$

где η — кулоновский параметр.

В случае, если в α-переходе проявляется эффект T-инвариантного нарушения четности, ненулевое значение фазы $\sin(\Delta\beta)$ приводит к появлению обсуждаемой корреляции. Этот ложный эффект затрудняет экспериментальное выделение истинного PT-нарушения.

2. РЕАКЦИЯ ^{10}B$(n, \alpha_1\gamma)^7$Li И НАРУШЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Рассмотрим конкретные свойства обсуждаемой реакции на ядре ^{10}B. Наблюдаемая α_1-линия возникает в основном как результат перехода из S-резонансного состояния ($E_n = 0{,}37$ МэВ, $E_x \cong 11{,}79$ МэВ, $I = 7/2^+$) в состояние ($J = 1/2^-, E^* = 478$ кэВ) ядра ^{7}Li. По современным представлениям [13], вклад резонансов $I = 5/2^+$ мал и не превышает 4 %. Проведенные нами оценки хотя и дают несколько больший вес $I = 5/2^+$ резонансов, но, во-первых, не противоречат результатам работы [13] (если учесть, что χ^2-анализ, проведенный в этой работе, базировался на нескольких определяющих распределение γ-квантов параметрах, таких как температура, характеристики детекторов, рассматривавшихся как точные, а вариация этих параметров в χ^2-анализе привела бы к расширению допустимого интервала значений коэффициента спинового смешивания) и, во-вторых, не меняют качественную картину в отношении обсуждаемой корреляции и маскирующих эффектов. Исходя из этого исследуемую корреляцию в $(n, \alpha_1\gamma)$-реакции можно характеризовать следующими квантовыми числами: $A = 3$, $I = 7/2$, $J = 1/2$, $F = 3/2$, $L_\gamma = L'_\gamma = 1$, $L_\alpha = L'_\alpha + 1 = 3$.

В итоге коэффициент PT-нарушающей корреляции выражается как

$$a_{pt} \cong 0{,}28(\Gamma(L'_\alpha)/\Gamma(L_\alpha))^{1/2}[\sin(\Delta\beta) - w_{pt}\cos(\Delta\beta)]\lambda. \tag{16}$$

Величина отношения $(\Gamma(L'_\alpha = 4)/\Gamma(L_\alpha = 3))^{1/2}$ для ядра ^{11}B близка к единице [14] — структурное усиление эффекта отсутствует. В то же время ни эта величина, ни $\sin(\beta)$ не малы и не являются факторами подавления. В итоге для величины коэффициента корреляции получена оценка

$$a_{pt} \approx 0{,}2[\sin(\Delta\beta) - w_{pt}\cos(\Delta\beta)]/\Delta E)\lambda. \tag{17}$$

Спин-угловые корреляции, порождаемые обсуждаемой реакцией, довольно хорошо исследованы. В работе [15] проведено измерение нарушения четности в α-переходе каскада. Получено совместимое с нулем значение коэффициента угловой асимметрии испускания α-частиц по отношению к направлению спина нейтрона $(\boldsymbol{\sigma}_n \cdot \mathbf{k}_\alpha)$ $a_p = -(2{,}5 \pm 1{,}6) \cdot 10^{-7}$, из которого нетрудно получить верхний предел. Теоретические оценки эффекта не противоречат этому пределу, если вклад в сечение резонансов $I = 5/2^+$, в которых этот эффект может быть усилен за счет близко лежащих состояний $5/2^-$, одно из которых (10,960 МэВ) отстоит от нейтронного порога на 494 кэВ и имеет ширину около 4,5 МэВ, не велик. Верхний предел нарушающей четность корреляции $(\boldsymbol{\sigma}_n \cdot \mathbf{k}_\gamma)$ в γ-переходе $E_\gamma = 478$ кэВ в ядре ^{7}Li также очень низок: $a_p \leqslant 8{,}5 \cdot 10^{-8}$ [16]. Оценка веса нарушающей четность компоненты в состоянии $J = 1/2^-$ в ядре ^{7}Li [17] хорошо согласуется с этим результатом. В связи с этим упомянутый выше маскирующий P-нечетный T-инвариантный эффект мал по сравнению с предельными возможностями предлагаемого эксперимента: $a_{pt} \approx 10^{-4}$ (см. ниже).

P- и T-инвариантные корреляции могут маскировать исследуемый эффект в силу невозможности достичь абсолютной точности в конструкции экспериментальной установки. Так, лево-правая асимметрия $(\boldsymbol{\sigma}_n[\mathbf{k}_n \times \mathbf{k}_\alpha])$ в случае непараллельности импульса и спина нейтрона могла бы имитировать исследуемую корреляцию за счет неравенства потоков α-частиц влево и вправо. Однако величина этой корреляции для ортогональных спина и импульса $a_{lr} = (0{,}3 \div 1{,}0) \cdot 10^{-5}$, так что никакого влияния на результат при небольшом нарушении параллельности она оказать не может. Аналогичная корреляция в γ-канале $(\boldsymbol{\sigma}_n[\mathbf{k}_n \times \mathbf{k}_\gamma])$ еще меньше из-за исчезающе малого вклада мультиполя $E2$ в γ-переход [18]. Корреляция нечетного по $\mathbf{k}_\gamma$ ранга $(\boldsymbol{\sigma}_n[\mathbf{k}_\alpha \times \mathbf{k}_\gamma])$, как видно из представленных выше формул, при последовательном испускании α-частицы и γ-кванта отсутствует. Одновременное испускание этих частиц, проявляющееся в виде тормозного излучения, является чрезвычайно слабым эффектом даже в мощных кулоновских полях тяжелых ядер.

Поэтому единственным заслуживающим внимания маскирующим эффектом является большая P-четная циркулярная поляризация γ-излучения поляризованного образца ^{7}Li. Ее угловая зависимость имеет вид

$$W(\theta) = a_c \cos\theta, \tag{18}$$

где

$$a_c = \frac{\rho_1^0(I) S(3) p_n W(IJIJ : L_\alpha 1) \bar{Z}_1(L_\gamma J L_\gamma J; F1)}{\rho_0^0(I)^2 W(IJIJ : L_\alpha 0) \bar{Z}_1(L_\gamma J L_\gamma J : F0)}. \tag{19}$$

Величина этого коэффициента равна $3/7$. Поэтому неточность флиппера, имеющая обычно порядок 10^{-2}, приводит к большому ложному эффекту. Однако использование схемы с двумя α-детекторами в значительной мере устраняет эту проблему, поскольку в отличие от истинного ложный эффект в «правом» и «левом» α-детекторах имеет разные знаки. Еще более надежным способом ликвидации этого эффекта является вычитание из величины поляризации γ-квантов, полученной в совпадении с α-частицами, «нулевого эффекта» — циркулярной поляризации всех γ-квантов, зарегистрированных данным поляриметром в данном положении флиппера. Эти два приема удобно использовать одновременно. Все же представленная схема предъявляет достаточно высокие требования к точности установки детекторов и качеству контроля обсуждаемого ложного эффекта.

3. ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Реакция $^{10}\mathrm{B}(n, \alpha_1, \gamma)^7\mathrm{Li}$ ($E_\gamma = 478$ кэВ) $\rightarrow$ $^7\mathrm{Li}_{gs} + \gamma$, использующая пучок тепловых (или холодных) нейтронов, очень удобна из-за своих уникальных свойств, а также накопленного большого опыта ее применения для исследовательских целей, в частности для поисков нарушения четности (см., например, [15]).

Во-первых, сечение реакции $\sigma = 3800$ б является достаточно большим и позволяет использовать пучок в комбинации с тонкой мишенью, что необходимо во избежание сильного поглощения α-частиц. При работе с пучком поляризованных тепловых нейтронов с наибольшей плотностью потока, $\sim 10^9$ см$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$, достижимой в настоящее время, данная величина сечения дает возможность использовать мишень, поглощающую 2–4 % этого потока.

Во-вторых, две группы α-частиц, наблюдаемые в обсуждаемом процессе, распределены следующим образом: α_0-группа, обусловленная переходом в основное состояние ядра ^{7}Li ($E_0 = 1{,}78$ МэВ, относительная интенсивность 7 %), и группа α_1, обусловленная переходом в первое возбужденное состояние ядра ^{7}Li (478 кэВ, $1/2^-$), ($E_1 = 1{,}47$ МэВ, относительная интенсивность 93 %). Единственным каналом разрядки этого состояния является испускание γ-кванта. При данной постановке эксперимента реальная площадь мишени $S \sim 1$ см^2. Таким образом, возможность работать с источником интенсивности $N \sim 10^{7,5}$ $\alpha\gamma$-каскадов в секунду является вполне реальной.

В-третьих, сечение реакции ^{10}B$(n,\gamma)^{11}$B очень мало ($\sigma < 1$ б), так что наблюдается единственная γ-линия $E_\gamma = 478$ кэВ. Отсутствие γ-фона позволяет избежать необходимости спектрометрии в γ-канале. Аналогичное упрощение становится возможным и в α-канале из-за доминирования α_1-перехода, поскольку основная часть поглощенных нейтронов вызывает моноэнергетический $\alpha\gamma$-каскад. Обсуждаемые обстоятельства являются критически важными. Амплитудный анализ сигнала не является необходимым, нужен только факт регистрации частицы. Использование органических сцинтилляторов, обладающих временем люминесценции $(2{-}6) \cdot 10^{-9}$ с, в γ-канале и кремниевых детекторов со временами собирания порядка 10^{-9} с в α-канале позволяет сформировать кратковременной сигнал и использовать схему $\alpha\gamma$-совпадений, допускающую регистрацию в каналах до 10^{6-7} имп./с и обладающую мертвым временем $(3{-}7) \cdot 10^{-9}$ с.

Существенно, что интенсивность случайных совпадений в этих условиях оказывается небольшой. Выражение для частоты случайных совпадений через интенсивность источника N, (эффективные) телесные углы детекторов Ω_1, Ω_2 и минимальное время регистрации системы τ имеет следующий вид:

$$N_{\mathrm{acc}} = 2N_1N_2\tau,$$

где $N_{1,2}$ — скорость счета в каналах 1 и 2 соответственно: $N_1 = \Omega_1 N$, $N_2 = \Omega_2 N$, а $\tau \leqslant \tau' + \tau_{\mathrm{pulse}} + \tau^*$. Мертвое время схемы совпадений τ' и продолжительность импульса τ_{pulse}, как уже указывалось, могут быть без особого труда снижены до уровня $(3{-}7) \cdot 10^{-9}$ с. Временная неопределенность сигнала τ^* возникает за счет разброса по времени пролета частицы от источника до различных точек детектора, т. е. она зависит от размеров мишени, детектора, а также распределения регистрируемых частиц по энергии. Это время является критическим для оценки времени регистрации α-частиц. Однако и в этом канале величина $\tau^* \cong 10^{-8}$ с, вполне достаточная для источника интенсивностью $\sim 10^{7,5}$ (выполняется условие $N_{\mathrm{acc}}/N_{\mathrm{true}} = 2N\tau^* \sim 0{,}5$), достигается, если используется тонкая мишень, где коэффициент поглощения составляет не более 5 % при телесном угле детектора $\Omega \sim 0{,}1$.

Сказанное выше доказывает, что реакция ^{10}B$(n,\alpha_1)^7$Li* (478 кэВ)$\rightarrow$ ^{7}Li$_{gs} + \gamma$ является достаточно удобной для поиска PT-нарушающих корреляций среди экспериментов, использующих пучок тепловых нейтронов и неполяризованную мишень.

Что касается недостатков предложенной реакции, то главными из них являются следующие два. Во-первых, как уже сказано, в обсуждаемом процессе отсутствуют условия для большого усиления исследуемого эффекта.

Во-вторых, методически сложным элементом является измерение циркулярной поляризации. Если используется поляриметр, основанный на различии пробега γ-квантов с различной циркулярной поляризацией в намагниченном ферромагнетике, то его конструкция ограничивает телесный угол величиной $\Omega \sim 10^{-1,5}$. В дополнение к этому поглощение понижает эффективный телесный угол еще не менее чем на $10^{-0,5}$. В итоге скорость счета истинных совпадений, имеющая вид $N_{\rm true} = \Omega_1\Omega_2 N$, может быть доведена до $N_{\rm true} \sim 10^{4,5}$ имп./с, если используется схема из двух α-детекторов и двух поляриметров. Параметр эффективности поляриметра λ, как это было представлено выше, входит в выражение обсуждаемой корреляции, и, поскольку его характерная величина для обсуждаемой энергии γ-кванта составляет 1–2 %, он является серьезным фактором понижения качества результатов.

Если учесть спиновый фактор из выражения (17), то можно заключить, что в рамках предлагаемой схемы есть возможность получить ограничение на матричный элемент нарушения PT-инвариантности на уровне $a_{pt} \approx 10^{-3}$ за разумное время экспозиции.

Использование комптоновского поляриметра повышает эффективность регистрации линейной поляризации в 2–3 раза и практически сводит к нулю коэффициент поглощения, но, с другой стороны, накладывает более серьезные ограничения на величину телесного угла и поэтому дает возможность понизить верхний предел лишь примерно в 2 раза. Комптоновский поляриметр придает установке более компактный вид и позволяет использовать схему $(4\alpha$–$4\gamma)$-детектора. Батарея из нескольких десятков таких установок на одном пучке не выглядит переусложненной. Она может позволить использовать пучок почти полностью. В итоге достижимый верхний предел эффекта может, по всей видимости, быть доведен до уровня $a_{pt} \approx 10^{-4}$.

Таким образом, предлагаемая схема дает возможность установить достаточно низкий верхний предел для амплитуды нарушения PT-инвариантности по отношению к сильной и электромагнитной амплитудам.

Авторы благодарны А. Л. Барабанову, Ю. М. Гледенову и В. Г. Циноеву за ценные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 04-02-17409.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Herczeg P.* // Hyp. Interact. 1992. V. 75. P. 127.
2. *Herczeg P.* Tests of Time Reversal Ivariance / Eds. N. R. Robertson, C. R. Gould, and J. D. Bowman. Singapore, 1987. P. 24.
3. *Murdoch T. et al.* // Phys. Lett. B. 1974. V. 52. P. 325.
4. *Tsinoev V. G. et al.* // ЯФ. 1998. Т. 61. С. 1357.
5. *Балуев А. В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 656.
6. *Soederstrom J. P. et al.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. P. 2424.
7. *Masuda Y.* Time Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions / Eds. C. R. Gould, J. D. Bowman, and Yu. P. Popov. Singapore, 1993. P. 126.
8. *Булгаков М. И. и др.* // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 12.
9. *Steffen R. M., Adler K.* The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy / Ed. W. D. Hamilton. Amsterdam, 1975. P. 505.

10. *Фергюсон А.* Метод угловых корреляций в ядерной спектроскопии. М.: Мир, 1969.

11. *Блин-Стойл Р.* Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. М.: Мир, 1976.

12. *Gudkov V. P.* // Phys. Rep. 1992. V. 212. P. 79.

13. *Kok P. J. J. et al.* // Z. Phys. A. 1986. Bd. 324. S. 271.

14. *Ohlert J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 475.

15. *Весна В. А. и др.* // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 23.

16. *Vesna V. A. et al.* // XI Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei «Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related Topics», Dubna, May 28–31, 2003. Dubna, 2004. P. 52.

17. *Весна В. А. и др.* // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 565.

18. *Firestone R. B.* Table of Isotopes / Ed. V. S. Shirley. N. Y.: Wiley Intersci., 1996.

Получено 8 августа 2005 г.