

УДК 539.12

НОВЫЙ МЕТОД ПОИСКА НАРУШЕНИЯ P- И T-ИНВАРИАНТНОСТИ*

© 2004 С. Д. Кургалин¹, И. С. Окунев², Т. В. Чувильская³, Ю. М. Чувильский³

¹Воронежский государственный университет

²С.-Петербургский институт ядерной физики РАН

³НИИЯФ МГУ им. М. В. Ломоносова

Предложена новая экспериментальная схема поиска нарушения PT -инвариантности. Для этой цели применяется $\alpha\gamma$ -каскад в нечетных ядрах. Использование α -перехода обеспечивает необходимую поляризацию, создавая выстроенное возбужденное состояние дочернего ядра. Схема включает в себя измерение линейной поляризации вторичного γ -кванта.

ВВЕДЕНИЕ

В стандартной модели элементарных частиц в матрице Кобаяши–Маскавы имеются T -неинвариантные (то есть неинвариантные по отношению к обращению времени T) компоненты. Эффект нарушения T -инвариантности с одновременным нарушением четности P (PT -инвариантности) за счет этих компонент чрезвычайно мал. По этой причине поиск физических явлений, в которых мог бы проявиться эффект нарушения PT -симметрии, является крайне сложной задачей. С другой стороны, обнаружение даже незначительной корреляции, нарушающей PT -симметрию, становится надежным указанием на выход за пределы стандартной модели.

Следует отметить, что если CPT -теорема верна, то знание величин амплитуд P -, T -, и PT -неинвариантностей дало бы возможность получить полный набор конституэнтов гамильтониана, нарушающего фундаментальные симметрии.

Если предположить, что нарушение PT -симметрии проявляется, главным образом, в нуклон- π -мезонной вершине $N \rightarrow N + \pi$, то это дает возможность оценить для процессов, идущих с нарушением PT -симметрии, верхние пределы π -мезонных констант $g_{PT}^{\Delta T}(\pi)$. Верхние пределы этих констант определяются при анализе измеренных зна-

чений электрического дипольного момента нейтрона [1—3]:

$$g_{PT}^{\Delta T}(\pi) \lesssim \begin{cases} 1,4 \cdot 10^{-11}, \Delta T = 0, \\ 1,0 \cdot 10^{-10}, \Delta T = 1, \\ 1,4 \cdot 10^{-11}, \Delta T = 2, \end{cases} \quad (1)$$

где ΔT — изменение изоспина T . Верхний предел изовекторной вершинной константы оказывается наибольшим. Если принять во внимание типичное значение доминирующей ρ -мезонной константы, определяющей эффект нарушения P -четности $g_P^{\Delta T=0}(\rho) \sim 10^{-6}$, и оценку отношения кинематических факторов для эффектов нарушения PT - и P -симметрий, полученную в [3], можно заключить, что если был бы исследован процесс с большим вкладом изовекторной диаграммы, то был бы установлен и верхний предел амплитуды нарушения PT -симметрии — в 10^3 раз меньший эффекта нарушения P -симметрии.

Многообещающим инструментом для исследования нарушения PT -симметрии являются ядерные процессы. Это определяется следующими причинами.

1. Ожидается, что изовекторная константа $g_{PT}^{\Delta T=1}(\pi)$ будет в этом случае доминирующей. Действительно, в изовекторную часть матричного элемента взаимодействия, нарушающего PT -симметрию, вносят вклад все нуклоны, в то время как в изоскалярную и изотензорную его части вносят вклад только валентные нуклоны.

* Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 02-02-16411.

2. Есть механизмы, усиливающие эффект нарушения PT -симметрии в процессах, аналогичных процессам нарушения P -симметрии.

Подводя итог вышеизложенному, можно заключить, что разработка новых подходов к исследованию нарушения PT -симметрии является назревшей необходимостью.

1. ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ СХЕМЫ ДЛЯ ПОИСКА НАРУШЕНИЯ PT -СИММЕТРИИ

Выбор оптимальной схемы для поиска нарушения PT -симметрии требует всестороннего анализа. Отправные пункты этого анализа следующие. Как известно, исследуемый эффект должен быть существенно усилен, чтобы можно было рассчитывать на получение искомого результата. Механизм такого усиления одинаков как для P -, так и для PT -эффектов нарушения симметрии. Типичное выражение для коэффициента асимметрии a_{PT} процесса, в котором происходит PT - (или P -) нарушение симметрии, имеет вид (см., например, [4]):

$$a_{PT} = F_{PT}(J) \frac{2W_{PT}}{\Delta E} \sqrt{\frac{\Gamma_{irr}}{\Gamma_{reg}}}, \quad (2)$$

где W_{PT} — амплитуда PT -неинвариантности; $\Gamma_{reg}(\Gamma_{irr})$ — ширина регулярного (иррегулярного) перехода; ΔE — энергетическое расстояние между членами смешивающего четность дублета (парой уровней с одним и тем же спином и противоположной четностью); $F_{PT}(J)$ — спиновый фактор, характеризующий корреляцию. Следовательно, величина исследуемого эффекта может возрастать за счет увеличения значения подкоренного выражения в формуле (2) (дающего так называемое “структурное усиление”) или уменьшения значения ΔE (дающего “динамическое усиление”).

Необходимым свойством надежных экспериментальных схем является хорошая статистика. Малый знаменатель в подкоренном выражении в соотношении (2) является в то же время фактором уменьшения скорости счета. Однако в некоторых случаях не эти, а другие факторы — условия излучения, возможности схемы совпадений и т.д. ограничивают скорость счета и, таким образом, выбор примера с малым значением регулярной ширины Γ_{reg} может оказаться перспек-

тивным. Для каждого примера также обязательно должны быть проанализированы спиновые факторы $F_{PT}(J)$, эффективность измерений и возможности создания требуемого источника.

Для исследования нарушения PT -симметрии было выполнено несколько экспериментов.

1. В работе [5] была исследована PT -неинвариантная корреляция $(\vec{k}_{\gamma 2} \vec{J})(\vec{k}_{\gamma 1} [\vec{k}_{\gamma 2} \times \vec{J}])$ в γ -каскаде ориентированного состояния с энергией 1142 кэВ в ядре ^{180m}Nf . Здесь $\vec{k}_{\gamma i}$ — единичные векторы направлений соответствующих импульсов γ -квантов; \vec{J} — единичный вектор направления поляризации (выстроенности) образца. Было достигнуто отношение верхнего предела амплитуды обсуждаемого эффекта к измеренному ранее в этом переходе значению амплитуды нарушения P -четности $W_{PT}/W_P \lesssim 1$.

2. Измерялась корреляция $(\vec{\sigma}[\vec{k} \times \vec{J}])$, где $\vec{\sigma}(\vec{J})$ — вектор поляризации нейтрона (мишени) в рассеянии быстрых нейтронов на ядре ^{165}No [6]. Был установлен верхний предел асимметрии PT -неинвариантности $a_{PT} \lesssim 2 \cdot 10^{-3}$. Извлечь величину отношения W_{PT}/W_P из этого результата довольно трудно, так как при исследовании рассеяния быстрых нейтронов необходимо учитывать большое число ядерных амплитуд с независимыми знаками и неточно определенными значениями. Однако оценки показывают, что отношение W_{PT}/W_P в этом случае значительно больше единицы.

3. Наиболее успешный эксперимент [7] в обсуждаемой области — измерение в схеме [8], использующей эффект Мёссбауэра, корреляции $(\vec{k}_{\gamma} \vec{\epsilon})(\vec{k}_{\gamma} [\vec{\epsilon} \times \vec{J}])$ в ^{119}Sn при энергии перехода 23,9 кэВ при использовании в качестве образца изомера ^{119}Sn с энергией 89,5 кэВ. Здесь $\vec{\epsilon}$ — единичный вектор линейной поляризации γ -излучения. В этом эксперименте получено отношение $W_{PT}/W_P \lesssim 4 \cdot 10^{-2}$. Отметим, что метод поиска нарушения PT -инвариантности на основе измерения линейной поляризации использован в данной работе впервые. Удивительным в данном примере является большое значение P -нечетного эффекта $P_{\gamma} = (0,90 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$. По нашему мнению, желательным было бы повторное измерение этой величины каким-либо традиционным методом.

Среди множества экспериментальных подходов оптимальными, на наш взгляд, являются схемы, которые основываются на измерении линейной поляризации γ -излучения. При этом выстраивание образца может производиться либо за счет эффекта Мёссбауэра [8], либо магнитным полем в криогенной среде, либо предшествующим распадом. Способ, упомянутый последним, является предметом обсуждения данной работы.

2. ПРЕДЛАГАЕМАЯ СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ НАРУШЕНИЯ PT -СИММЕТРИИ

Для целей настоящего исследования предлагается использовать корреляцию $(\vec{k}_\gamma[\vec{k}_\alpha \times \vec{\epsilon}]) (\vec{k}_\alpha \vec{\epsilon})$ в $\alpha\gamma$ -каскаде. При этом требуется, чтобы ранги λ тензоров ориентации были следующими: перед испусканием γ -кванта $\lambda_1 = 2$, после испускания γ -кванта $\lambda_2 = 0$.

Будем рассматривать $\alpha\gamma$ -каскад $I_0 \rightarrow I \rightarrow J$ и указывать направления векторов от направления линейного импульса α -частицы. Углами Эйлера φ, θ, ψ определяется поворот системы координат от лабораторной, где ось z совпадает с направлением выстроенности, к системе координат x', y', z' , где ось z' определяется направлением импульса фотона, а x' — вектора линейной поляризации. Зависимость от угла φ , естественно, отсутствует, поскольку этот угол определяет поворот в пространстве всей измерительной системы как целого.

Доминирующий нарушающий PT -симметрию член углового распределения амплитуды PT -неинвариантности $W_{PT}(\theta, \psi)$ имеет вид [9]:

$$W_{PT}(\theta, \psi) = 6^{-1/2} B_2(I) A_{22}(PT) \sin \psi P_2^{(2)}(\cos \theta), \quad (3)$$

где $P_2^{(2)}(\cos \theta)$ — полином Лежандра.

Компонента тензора ориентации $B_2(I)$ в (3), характеризующая уровень I после α -передачи, может быть выражена как [9]:

$$B_2(I) = \sqrt{20\pi} \sum_{L, L'} (-1)^L \hat{L} \hat{L}' \hat{I}_0^2 (L 0 L' 0 | 2 0) \begin{Bmatrix} I & L & I_0 \\ I & L' & I_0 \\ 2 & 2 & 0 \end{Bmatrix} \times \\ \times \sqrt{\Gamma_\alpha(L) \Gamma_\alpha(L') / \Gamma_\alpha} Y_{22}^*(\vec{k}_\alpha). \quad (4)$$

Здесь L, L' — угловые моменты α -частицы; $\sqrt{\Gamma_\alpha(L) (\sqrt{\Gamma_\alpha(L')})}$ — амплитуда α -распа-

да; $Y_{22}^*(\vec{k}_\alpha)$ — сферическая функция, зависящая от углов ориентации волнового вектора \vec{k}_α α -частицы; для краткости введены обозначения $\hat{L}, \hat{L}', \hat{I}_0^2$ и др. — в общем случае для произвольной величины V : $\hat{V} = \sqrt{2V+1}$.

Величина $A_{22}(PT)$ в (3) имеет вид [9]:

$$A_{22}(PT) = \sum_{l, l'} (-1)^l \hat{l} \hat{l}' \hat{I} \hat{J} (l 1 l' 1 | 2 2) \begin{Bmatrix} J & l & I \\ J & l' & I \\ 2 & 2 & 0 \end{Bmatrix} \times \\ \times \sqrt{\Gamma_\gamma(P T) / \Gamma_\gamma}, \quad (5)$$

где l, l' — характеристики мультипольности γ -кванта; $\sqrt{\Gamma_\gamma(P T)}$ и $\sqrt{\Gamma_\gamma}$ — амплитуды иррегулярного (нарушающего PT -инвариантность) и регулярного γ -переходов.

В (4) и (5) используются традиционные обозначения для элементов алгебры Вигнера—Рака — коэффициентов Клебша—Гордана и $9j$ -символов. Произведение этих элементов, а также численных и факториальных множителей представляют собой спиновый фактор, обозначенный в выражении (2) как $F_{PT}(J)$.

Для наблюдения обсуждаемой корреляции оптимальным является следующий выбор значений углов: $\theta = \pi/2$; $\psi = \pi/4, 3\pi/4$.

Рассмотрим особенности предлагаемой в настоящей работе схемы.

1. В схеме не используется ускоритель. В отличие от методов, связанных с измерением линейной поляризации, в обсуждаемой схеме при использовании переходов в изомерах не нужна поляризация образца, поэтому также не требуется и криогенная установка. Необходимо лишь естественный или искусственный α -радиоактивный образец. Это минимизирует материальные расходы и трудозатраты при проведении эксперимента.

2. В схеме применяются α -детекторы с высокой эффективностью.

3. Измерение линейной поляризации излучения вместо анализа γ – γ -корреляций позволяет обойтись без использования тройной схемы совпадения. При этом спиновый фактор $F_{PT}(J)$ будет значительно большим, чем для тройной схемы.

4. Имеется широкий выбор различных изотопов для данного эксперимента. Они легко доступны и содержат дублеты, сме-

шивающие четность, так что могут обеспечить достаточно большое динамическое усиление, а также, нередко, и структурное усиление.

Следовательно, можно заключить, что предлагаемая схема является довольно эффективной, относительно недорогой и экономичной.

Что касается проблем в использовании данного метода, то наибольшая их них связана с наличием схемы совпадений, так как ее параметры определяют в конечном итоге скорость счета экспериментальных значений.

3. ПРИМЕРЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ КАСКАДОВ ДЛЯ ПОИСКА ЭФФЕКТА НАРУШЕНИЯ PT -СИММЕТРИИ

Как отмечено выше, имеется достаточное количество многообещающих вариантов экспериментальных каскадов. Обсудим возможности их использования для поиска эффекта нарушения PT -симметрии. Представим ряд примеров, на которых будут продемонстрированы положительные свойства таких схем. Мы считаем все эти примеры достаточно хорошими, хотя, вероятно, в ближайшее время им может быть найдена и другая более эффективная альтернатива.

Очевидный путь поиска экспериментальных каскадов для исследования эффекта нарушения PT -симметрии состоит в анализе тех процессов, которые уже используются для изучения нарушения P -симметрии.

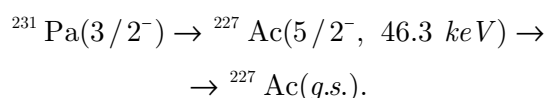
Удобным для проведения эксперимента является каскад:



Изотоп ^{241}Am является продуктом работы обычного реактора, его период полураспада $T_{1/2} \approx 232$ года. Вероятность перехода на обсуждаемый уровень ядра ^{237}Np весьма велика: $B \approx 84,5$ %. Расщепление дублета $\Delta E \approx 59,5$ кэВ. Есть большое структурное усиление $\sqrt{\Gamma_{irr}/\Gamma_{reg}} \sim 10^3$. Важно, что в этом случае измерен эффект нарушения четности. Итоговое значение круговой поляризации $P_\gamma = (-1,23 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$ [10], то есть в данном процессе можно ожидать значительного усиления эффекта PT -неинвариантности. Единственная отрицательная чер-

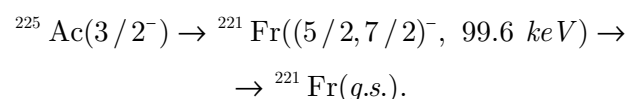
та обсуждаемого процесса — большой вклад s -волны в канале α -распада, что приводит к понижению коэффициента выстроенности образца ^{237}Np .

Другой интересный пример каскада:



Родительский изотоп — элемент естественного радиоактивного семейства ^{235}U . Его период полураспада $T_{1/2} \approx 3,3 \cdot 10^4$ лет. Отношение ветвления $B \approx 25$ %. Расщепление дублета $\Delta E \approx 27$ кэВ. Имеется небольшое структурное усиление $\sqrt{\Gamma_{irr}/\Gamma_{reg}} \approx 5$. α -Распад в этом случае дает хорошую выстроенность из-за неравной нулю разности спинов материнского и дочернего ядер. К сожалению, в этом процессе не известна величина эффекта нарушения четности.

Для демонстрации возможностей и проблем, возникающих в процессе поиска необходимых примеров, обсудим следующий каскад:



Родительский изотоп является членом радиоактивных семейств ^{237}Np и ^{233}U . Его период полураспада небольшой $T_{1/2} \approx 10$ дней. Отношение ветвления для заселения надлежащего уровня довольно маленькое $B \approx 8$ %. Структурное усиление в этом процессе отсутствует, так как $\sqrt{\Gamma_{irr}/\Gamma_{reg}} \approx 1$. Однако этот пример уникален из-за чрезвычайно малого расщепления уровня $\Delta E \approx 270$ эВ. В этом случае есть и другая проблема. Хотя доказана противоположная четность членов дублета, спин каждого из них $(5/2, 7/2)$ определен неточно и эффект нарушения четности неизвестен. Поэтому эта пара является смешивающим четность дублетом с вероятностью $1/2$. Изучать эффект нарушения четности в обсуждаемом γ -переходе с использованием, например, схемы измерения круговой поляризации было бы очень интересным. Если бы такая поляризация наблюдалась, этот процесс можно было бы считать наиболее подходящим для целей поиска нарушения PT -инвариантности.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Имеется значительный список многообещающих примеров экспериментальных схем, которые могут быть использованы для определения нарушения PT -инвариантности. В данной работе представлена только небольшая его часть. Необходимо продолжить поиск процессов, которые лучше вышеупомянутых будут отвечать поставленной цели. Поиск нарушения четности в γ -переходах ядер в области актинидов, в дополнение к его непосредственной задаче, является хорошим инструментом для нахождения оптимальных примеров изучения процессов несохранения PT -инвариантности.

Для тех же целей может использоваться и $\beta^{\pm}\gamma$ -каскад. Однако в этом случае необходимо рассматривать β -переход первого порядка запрета, так как регистрируемый в s -состоянии электрон (позитрон) не может породить компоненту тензора поляризации (выстроенность) с $\lambda = 2$. Кроме того, в таком β -процессе должны быть обеспечены условия изменения спина $\Delta J = 2$ и четности. В противоположном случае переход на уровень дублетного партнера оказывается разрешенным и, следовательно, процент переходов на нужный уровень будет малым. Поэтому использование $\beta^{\pm}\gamma$ -каскада кажется менее обещающим, хотя свойства этого процесса могут дать некоторые другие преимущества для проведения эксперимента.

Дадим ответ на вопрос: является ли достижимым при экспериментальном исследовании $\alpha\gamma$ -каскада необходимое значение отношения $W_{PT} / W_P \lesssim 10^{-3}$?

Так или иначе, реальным является эксперимент с изотопами, обладающими эффектом нарушения P -симметрии на уровне $\approx 10^{-3}$, поскольку таковые ожидаются в достаточно большом количестве. Можно надеяться найти примеры, где этот эффект окажется на уровне $\approx 10^{-2}$. Примем во внимание, что спиновый фактор $F_{PT}(J)$ для обсуждаемой корреляции в несколько раз меньше, чем для корреляции, нарушающей P -четность. Будем предполагать его величину $F_{PT}(J) \approx 10^{-0.5}$. Требуется достигнуть точности измерения нарушения PT -симметрии $\approx 10^{-5.5}$, имея в виду оптимистическое, но вполне допустимое ожидание величины

эффекта нарушения P -симметрии соответствующего изотопа. Так как продолжительность эксперимента, фактически, неограничена, и его проведение, например, в течении трех лет ($\approx 10^8$ секунд) не является большой проблемой, то требуется обеспечить скорость счета схемы совпадений $\approx 10^{3.5}$ и эффективность измерения линейной поляризации $\approx 10^{-0.5}$. Такие характеристики кажутся разумными, и требуемое значение $W_{PT} / W_P \lesssim 10^{-3}$, в принципе, является достижимым. Важно также, что предлагаемый эксперимент недорог в сравнении с другими схемами измерения нарушения PT -симметрии, и его можно сделать многоканальным (исследовать одновременно в нескольких камерах много разных образцов).

Следует упомянуть о проблеме измерения нарушения PT -симметрии при использовании переходов с излучением мягких γ -квантов. Возникающий при низкой энергии γ -излучения ложный эффект $\gamma - e$ -взаимодействия (γ -кванта и электронов атомной оболочки) в конечном канале, имитирующий нарушение PT -инвариантности, имеет порядок 10^{-3} (в обсуждаемом случае процесс является P -нечетным). Это необходимо иметь в виду при анализе результатов. К счастью, этот эффект может быть рассчитан с хорошей точностью и вычтен из экспериментального значения истинного эффекта, имеющего тот же самый или немного меньший порядок. Кроме того, появляющийся ложный эффект в некоторых благоприятных случаях может быть измерен методом, который здесь обсуждается. Таким образом, имеется возможность выделить на этом фоне реальный эффект нарушения PT -симметрии. Естественно, что проведение большого числа различных измерений эффекта нарушения PT -симметрии (в особенности, для двух γ -линий со строго определенной энергией в одном и том же эксперименте) имеет принципиально важное значение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложен новый метод поиска нарушения PT -инвариантности в $\alpha\gamma$ -каскадах.

Оценка эффективности этого метода демонстрирует возможность получить верхний предел амплитуды такого нарушения: 10^{-3}

по отношению к P -нечетной и 10^{-10} по отношению к характерной ядерной амплитуде.

Проведенный анализ показал, что использование ядерных процессов для изучения нарушений PT -симметрии является весьма перспективным направлением исследований.

Авторы благодарны Ю. П. Попову, С. С. Паржицкому и В. Г. Циноеву за ценные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Herczeg P.* // In: Tests of Time Reversal Invariance / Ed. by N. R. Robertson, C. R. Gould, J. D. Bowman. — World Scientific, Singapore, 1987. — P. 24.
2. *Herczeg P.* // *Hyperfine Interact.* — 1992. — V. 75. — P. 127.
3. *Towner I. S.* P, T -violating nuclear matrix elements in the one-meson exchange approximation / I. S. Towner, A. C. Hayes // *Phys. Rev. C.* — 1994. — V. 49, № 5. — P. 2391—2397.
4. Test of space-time symmetries using slow neutrons in Japan / T. Adachi, K. Asahi, M. Doi et al. // Time reversal invariance and parity violation in neutron reactions / Ed. C. R. Gould et al. — World Scientific, 1993. — P. 96—110.
5. A test of simultaneous parity and time reversal violation in γ -decay / B. T. Murdoch, C. E. Olsen, S. S. Rosenbaum, W. A. Steyert // *Phys. Lett. B.* — 1974. — V. 52, № 3. — P. 325—328.
6. *Soederström J. P. et al.* // *Phys. Rev. C.* — 1988. — V. 38. — P. 2424.
7. Проявление несохранения пространственной четности в эмиссионном мёссбауэровском спектре ядра ^{118}Sn / Л. В. Инженчик, Е. В. Мельников, Б. И. Рогозов, А. С. Хлебников, В. Г. Циноев // *Ядерная физика.* — 1986. — Т. 44, Вып. 5(11). — С. 1370—1371.
8. Search for P - and CP -violation in $M1$ γ -transition of ^{119}Sn with Mössbauer polarimetry technique / V. G. Tsinoev, V. M. Cherepanov, E. V. Rogov, G. S. Vidyakin, V. I. Shtanov // *Ядерная физика.* — 1998. — Т. 61, № 8. — С. 1357—1362.
9. Steffen R.M. Angular distribution and correlation gamma rays // R. M. Steffen, K. Alder // *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy* / Ed. W. D. Hamilton. North-Holland, 1975. — P. 505—582.
10. *Инженчик Л.В. и др.* // *Ядерная физика.* — 1990. — Т. 51, Вып. 2. — С. 391.