

ЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ $(n, \gamma\alpha)$ КАК СРЕДСТВО ИЗУЧЕНИЯ Р-ЧЕТНЫХ Т-НЕИНВАРИАНТНЫХ ЭФФЕКТОВ*

С. Б. Борзаков¹, С. Д. Кургалин², В. Г. Николенко¹, И. С. Окунев³, С. С. Паржицкий¹,
Ю. П. Попов¹, Ю. В. Рябов⁴, А. В. Синяков⁵, Л. М. Смотрицкий³, Ю. М. Чувильский⁵

¹ Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна

² Воронежский государственный университет

³ Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

⁴ Институт ядерных исследований РАН, Троицк

⁵ Научно-исследовательский институт ядерной физики

Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова

Рассмотрены перспективы экспериментального исследования пятивекторной корреляции $(\mathbf{k}_\alpha \cdot [\mathbf{k}_\gamma \times \boldsymbol{\sigma}_n])(\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{k}_\gamma)$ продуктов $(n, \gamma\alpha)$ -реакции на легком ядре для поиска Р-четного Т-неинвариантного эффекта. Проведено сравнение возможностей использования этой реакции и реакции $(n, \gamma\gamma)$ для изучения такого эффекта.

ВВЕДЕНИЕ

Проведенные ранее измерения эффектов, сохраняющих пространственную (Р) четность и одновременно нарушающих инвариантность по отношению к обращению времени (Т), как в рамках прямой проверки принципа детального равновесия, так и с использованием корреляций в ядерных процессах (см. работу [1] и соответствующие ссылки в ней), дали в результате довольно высокие верхние пределы величин, характеризующих эти эффекты. Эксперименты первого типа дают значение верхнего предела Т-неинвариантной фазы $\eta \sim 10^{-2}$. Эксперименты второго типа, среди которых достаточно высокую точность обеспечивают измерения и корреляций частиц, испускаемых радиоактивными источниками [2], и корреляций продуктов реакций, вызываемых тепловыми нейтронами [3], дают значения $\eta \sim 0.6 \cdot 10^{-3}$ и $\eta \sim 10^{-3}$ соответственно. Новая интерпретация [4] результатов проверки принципа детального равновесия [5] на основе байесовского статистического анализа привела к величине верхнего предела $\eta \sim 10^{-3}$. Современные исследования таких эффектов, основанные на мессбауэровской схеме получения поляризованного образца [6], уменьшили этот предел до уровня 10^{-4} . Однако даже такой результат не приближается к величине оценки этого эффекта, которую дают

теоретические предсказания в рамках стандартной модели. В то же время подходы, выходящие за рамки стандартной модели, предсказывают Т-неинвариантные эффекты, близкие к этой величине и даже превосходящие ее. Поэтому поиск новых экспериментальных методов, направленных на определение обсуждаемого предела, в частности использующих нейтронный пучок, является актуальной задачей.

В настоящей работе предлагается экспериментальное исследование пятивекторной корреляции $(\mathbf{k}_\alpha \cdot [\mathbf{k}_\gamma \times \boldsymbol{\sigma}_n])(\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{k}_\gamma)$ спина $\boldsymbol{\sigma}_n$ поляризованной налетающей частицы и импульсов \mathbf{k}_α и \mathbf{k}_γ продуктов $(n, \gamma\alpha)$ -реакции на легком ядре для поиска Р-четного Т-неинвариантного эффекта.

Этот подход, в смысле выбора объекта исследования, близок к подходу, использованному в [3], где в аналогичных целях похожая корреляция изучалась в реакции $(n, \gamma\gamma)$. С методической точки зрения он является модификацией представленной в [7] схемы для измерения Р-нечетного Т-неинвариантного эффекта. В этой работе предложено в качестве инструмента изучения РТ-неинвариантности использовать трехвекторную $\alpha\gamma$ -корреляцию $(\boldsymbol{\sigma}_n \cdot [\mathbf{k}_\alpha \times \mathbf{c}_\gamma])$ в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$, где \mathbf{c}_γ — циркулярная поляризация γ -кванта.

1. ФОРМАЛИЗМ ОПИСАНИЯ $(\gamma\alpha)$ -КОРРЕЛЯЦИЙ

В обсуждаемой схеме эффект, нарушающий Т-инвариантность, изучается в γ -переходе, а последующий α -переход используется в качестве

© Борзаков С. Б., Кургалин С. Д., Николенко В. Г., Окунев И. С., Паржицкий С. С., Попов Ю. П., Рябов Ю. В., Синяков А. В., Смотрицкий Л. М., Чувильский Ю. М., 2006

* Работа поддержана РФФИ, грант №04-02-17409.

ве анализатора. Источником поляризации (ориентации, характеризуемой тензором ранга $j=1$) начального состояния в данной схеме является пучок поляризованных нейтронов.

Рассмотрим корреляцию частиц, испускаемых поляризованным составным ядром в $\gamma\alpha$ -каскаде $I \rightarrow \gamma \rightarrow J \rightarrow \alpha \rightarrow F$, где символы I, J и F обозначают спины начального, промежуточного и конечного состояний.

Угловое распределение $W_{IJF}(\theta_\gamma, \theta_\alpha, \varphi_\gamma, \varphi_\alpha)$ продуктов распада имеет вид [8]:

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

Здесь $\rho_j^m(I)$ — компонента тензора ориентации начального состояния; $\langle J | L_\gamma p_\gamma | I \rangle$ и $\langle J | L'_\gamma p'_\gamma | I \rangle$ — амплитуды электромагнитных переходов мультипольностей $L_\gamma p_\gamma$ и $L'_\gamma p'_\gamma$ соответственно; $\langle J | L_\alpha | F \rangle$ и $\langle J | L'_\alpha | F \rangle$ — соответствующие амплитуды α -переходов; $\hat{b} \equiv \sqrt{2b+1}$ для любого b . Другие используемые обозначения элементов алгебры Вигнера—Ракá являются стандартными.

Без ограничения общности можно выбрать ось квантования z так, чтобы проекция m вектора поляризации начального состояния была равна нулю ($m=0$).

Угловое распределение в выражении (1) представляется суммой всех содержащихся в его правой части индексов, кроме I, J и F .

Если при поглощении тепловых поляризованных нейтронов доминирует s -резонанс, как это и бывает за редким исключением, то компоненты тензора поляризации $\rho_j^0(I)$ имеют следующий вид:

$$\rho_{j=0}^0(I) = (-1)^{A-I+j-1/2} \hat{I}^2 / (\sqrt{2} \hat{A}^2) \times \\ \times W \left(\frac{1}{2} I \frac{1}{2} I; A0 \right) \langle I | n | A \rangle \langle I | n | A \rangle^* = \quad (2) \\ = \hat{I} / (2 \hat{A}^2) \langle I | n | A \rangle \langle I | n | A \rangle^*,$$

$$\rho_{j=1}^0(I) = (-1)^{A-I+j-1/2} \hat{I}^2 / (\sqrt{2} \hat{A}^2) p_n \times \\ \times W \left(\frac{1}{2} I \frac{1}{2} I; A1 \right) \langle I | n | A \rangle \langle I | n | A \rangle^*, \quad (3)$$

где $\langle I | n | A \rangle$ — амплитуда резонансного поглощения нейтронов, $W \left(\frac{1}{2} I \frac{1}{2} I; A0 \right)$ и $W \left(\frac{1}{2} I \frac{1}{2} I; A1 \right)$ — символы Ракá; A — спин ядра-мишени; p_n — степень поляризации нейтронного пучка.

Для простоты примем в последующих формулах значения величин Q_γ и Q_α , входящих в общие выражения для тензоров эффективности и характеризующих геометрию детекторов, равными единице ($Q_\gamma = Q_\alpha = 1$).

Тензор эффективности γ -перехода $\varepsilon_{j_\gamma}^{m_\gamma}(lp, l'p')$ при этом условии выражается как $\varepsilon_{j_\gamma}^{m_\gamma}(lp, l'p') = (1/16\pi)(-1)^{l'-1} \hat{l} \hat{l}' (ll' - 1 | j_\gamma 0)$.

$$[S(0) + S(3) + (-1)^f (S(0) - \\ -S(3))] (\sqrt{4\pi} / \hat{j}_\gamma) Y_{j_\gamma}^{m_\gamma}(\mathbf{k}_\gamma), \quad (4)$$

где $S(i)$ — параметры Стокса; $f = (p - p') / 2 - j_\gamma$.

Изучение тензора эффективности первого ранга $\varepsilon_{j_\gamma=1}^{m_\gamma}(lp, l'p')$ для γ -перехода при условии сохранения четности требует в соответствии с (4) измерения циркулярной поляризации.

Тензор эффективности $\varepsilon_{j_\alpha}^{m_\alpha}(ll')$ для α -перехода может быть выражен аналогичным образом:

$$\varepsilon_{j_\alpha}^{m_\alpha}(ll') = (1/4\pi) \hat{l} \hat{l}' (l0l'0 | j_\alpha 0) \times \\ \times (\sqrt{4\pi} / \hat{j}_\gamma) Y_{j_\alpha}^{m_\alpha}(\mathbf{k}_\alpha). \quad (5)$$

Для α -перехода, сохраняющего P -четность, четность величин l и l' одинакова. Поэтому в (5) в силу свойств коэффициентов Клебша—Гордана j_α четно, так что для обсуждаемых целей также требуется и минимальное значение $j_\alpha = 2$. Следовательно, в процессе $(n, \gamma\alpha)$ не существует P -четной T -неинвариантной корреляции, содержащей тензоры первого ранга, и, как минимум, требуется использовать тензоры второго ранга с $j_\gamma = 2$ и $j_\alpha = 2$.

Покажем, что выбранная корреляция является следствием нарушения временной инвариантности. Для тензоров выбранного ранга свойства симметрии первого $9j$ -символа в выражении (1) и фазовый множитель $(-1)^{L_\gamma}$, содержащийся в (4), приводят к исчезновению корреляции, если произведение $\langle J | L'_\gamma p'_\gamma | I \rangle \langle J | L_\gamma p_\gamma | I \rangle^*$ не меняет знака при перестановке $L'_\gamma p'_\gamma \leftrightarrow L_\gamma p_\gamma$.

Другими словами, для того, чтобы обсуждаемая корреляция существовала, это произведение должно содержать ненулевую мнимую часть. При условии сохранения пространственно-временной инвариантности в выражение (1) входят либо электромагнитные амплитуды $E1-$, $M2-$, $E3-$ и т. д. излучений, имеющие фазы $\pi/2$, либо амплитуды $M1-$, $E2-$, $M3-$ и т. д. излучений, фазы которых равны π или 0 . При этом условии корреляция становится равной нулю.

Если имеет место эффект нарушения Т-инвариантности, то соответствующая электромагнитная амплитуда может быть параметризована в виде:

$$\langle J | L'_\gamma(t) | I \rangle = \langle J | L'_\gamma | I \rangle e^{i\eta}, \quad (6)$$

где $\langle J | L'_\gamma | I \rangle$ — обычная электромагнитная амплитуда. Благодаря наличию фазового сдвига η обсуждаемая корреляция оказывается отличной от нуля.

Существует и другой механизм возникновения дополнительной фазы и, следовательно, представленной корреляции, а именно взаимодействие (Т-инвариантное) продуктов изучаемого перехода в конечном состоянии. В электромагнитных переходах главным эффектом такого рода является взаимодействие γ -кванта с электронной оболочкой атома. Однако этот эффект поддается измерению с довольно высокой точностью в независимом эксперименте, а нижний предел возможностей измерения Т-неинвариантного эффекта, накладываемый фактом существования этого взаимодействия, приближенно равен данной точности. Дополнительно укажем, что фазовый сдвиг, обусловленный обсуждаемым взаимодействием, быстро уменьшается с ростом энергии γ -кванта. В этом отношении реакции с нейтронами, порождающие фотоны высоких энергий, обладают преимуществом по сравнению с использованием радиоактивных источников, поскольку в последнем случае получить такие фотоны невозможно.

Следует отметить, что если эффект нарушения Т-инвариантности изучается не в γ -, а в α -, протонном или другом переходе с испусканием заряженной и/или сильно взаимодействующей частицы, то взаимодействие в конечном состоянии такой частицы с ядром-остатком приводит к большим фазовым сдвигам. Поэтому выделить исследуемый эффект на таком фоне чрезвычайно трудно.

Угловая зависимость распределения (1) определяется сферическими функциями, содержащимися в (4), и может быть представлена как

$$\begin{aligned} & \sum_{m=-2,-1,1,2} (2m-1) (\sqrt{4\pi}/\hat{2}) \times \\ & \times Y_2^m(\mathbf{k}_\gamma) (\sqrt{4\pi}/\hat{2}) Y_2^{-m}(\mathbf{k}_\alpha) = \\ & = \sum_{m=1,2} (2m-1) 2 \operatorname{Im}(\sqrt{4\pi}/\hat{2}) \times \\ & \times Y_2^m(\mathbf{k}_\gamma) (\sqrt{4\pi}/\hat{2}) Y_2^{-m}(\mathbf{k}_\alpha) = \\ & = (3/2\sqrt{10}) \{ (1/2) \sin(2\theta_\gamma) \sin(2\theta_\alpha) \sin(\varphi) + \\ & + \sin^2(\theta_\gamma) \sin^2(\theta_\alpha) \sin(2\varphi) \}, \end{aligned} \quad (7)$$

где φ — азимутальный угол между векторами \mathbf{k}_γ и \mathbf{k}_α .

Таким образом, угловое распределение содержит две Т-неинвариантные компоненты. Вторая из них имеет большую норму и выглядит несколько проще первой. Именно эта корреляция и обозначается формально как $(\mathbf{k}_\alpha \cdot [\mathbf{k}_\gamma \times \boldsymbol{\sigma}_n]) (\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{k}_\gamma)$. Что касается первой из них, то можно допустить, что при некоторых условиях эксперимент по ее измерению окажется предпочтительным. Кроме того, в случае, если значительную роль в γ -переходе играют не только две низшие мультипольности (M_1 и E_2 или E_1 и M_2), но и другие, то тензоры более высокого ранга ($j_\gamma(j_\alpha) = 4, 6, 8, \dots$) также будут вносить вклад в угловое распределение. Тем не менее, в данной работе мы ограничимся рассмотрением только второй из представленных в (7) корреляций.

Вид корреляции однозначно определяет оптимальное расположение осей детекторов. Оси должны быть перпендикулярными направлению спина нейтрона, а угол между ними должен составлять $\pi/4$. Таким образом, можно указать только на два отличия между этой экспериментальной схемой и схемой работы [7] — в последнем случае азимутальный угол равен $\pi/2$ и требуется применять детектор, чувствительный к циркулярной поляризации излучения.

Реакции, оптимальные для индуцирования $\gamma\alpha$ - и $\alpha\gamma$ -каскадов, различны, поэтому экспериментальные условия для этих двух случаев также отличаются.

Особенности предложенной схемы детально обсуждаются в следующем разделе.

2. ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ СХЕМЫ. ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ МИШЕНИ

Важно отметить, что $\gamma\alpha$ -каскады — это экзотические процессы для реакций, индуцированных нейтронами. Их сечения невелики. Кроме того, высокая геометрическая точность, которая требуется для измерения угловой корреляции, и необходимость использования тонких мишеней для регистрации испущенных α -частиц не позволяют работать с большим образцом. Реалистические ограничения на его параметры таковы: площадь мишени ≤ 1 см², толщина 2—4 мкм. Таким образом, число атомов образца — около 10^{19} . Это обстоятельство в значительной степени и определяет требования к экспериментальной установке.

Основная задача состоит в том, чтобы достичь максимально возможной для данной схемы статистической точности. Для этого нужно использовать мощный источник тепловых поляризованных нейтронов. Наибольший поток нейтронов для существующих пучков составляет $\sim 10^9$ нейтронов/см²·с. Пространственный угол в одном γ - или α -детекторе $\Omega_\gamma(\Omega_\alpha) \sim 10^{-1.0} - 10^{-1.5}$. Поэтому, принимая в расчет то, что эффективность ξ γ -детектора меньше единицы, полная эффективность схемы из γ - и α -детекторов не может превышать величины $\xi\Omega_\alpha\Omega_\gamma \sim 10^{-3}$.

Предполагая, что сечение $(n, \gamma\alpha)$ -реакции имеет порядок нескольких бн, можно заключить, что число каскадов, производимых мощным пучком в образце, может быть равным $10^{4.5}$, а скорость счета обсуждаемой схемы — достигать величины $10^{1.5}$. Это значение показывает, что требования к временному разрешению детекторов схемы не будут очень жесткими, если образец не является необычно мощным источником γ - или α -излучения, не имеющих отношения к обсуждаемому каскаду. Укажем также, что схема совпадений с α -частицами надежно выделит γ -кванты, сопровождающие α -переходы, поэтому анализировать энергию фотонов не потребуется.

Пусть время экспозиции мишени t весьма большое: $t \sim 10^{6.5} - 10^7$ с. Тогда верхний предел эффекта будет на уровне 10^{-4} . Для использования большей части интенсивности пучка может быть создана установка, содержащая десятки представленных схем (батарею). Она представляется не слишком дорогой. Такая установка может обеспечить уменьшение величины ука-

занного верхнего предела почти на порядок и, таким образом, составить серьезную конкуренцию схеме, использующей аналогичную корреляцию в $(n, \gamma\gamma)$ -реакции.

Основной проблемой обсуждаемого подхода к изучению P -четных T -неинвариантных амплитуд является подбор удобных мишеней.

Сечения $\sigma(n, \gamma\alpha)$ реакций $(n, \gamma\alpha)$ известны лишь в немногих случаях [9]. Если ограничиться только стабильными мишенями, то выбор среди них для наших целей ядра ^{33}S в качестве примера представляется оптимальным. Сечение $\sigma(n, \gamma\alpha)$ интересующего нас каскада равно 1.7 мбн, а спин начального состояния $I^\pi = 2^+$. Энергетический выход $Q_{n,\alpha} = 3.49$ МэВ определяет диапазон допустимых значений энергий γ -квантов и α -частиц. Он достаточен для того, чтобы не возникло трудностей при регистрации γ -квантов и α -частиц, хотя α -переходы при этом и являются подбарьерными.

Как показано в [9], при энергиях начального состояния, близких к нейтронному порогу, $M1$ -переходы по своей интенсивности лишь ненамного уступают $E1$ -переходам. Среди спинов промежуточных состояний в верхней части этого диапазона преобладают значения $J^\pi = 2^+$, которые, во-первых, совместимы с требуемым рангом тензоров $j_\gamma = j_\alpha = 2$, и, во-вторых, соответствуют γ -переходам мультипольностей $M1$ и $E2$. Именно такая интерференция и приводит к наибольшим значениям исследуемой корреляции. Сечение такого процесса на три порядка меньше обсуждаемого в начале раздела сечения. Можно ожидать, что в данном примере на моноустановке достигим верхний предел $\sim 10^{-2.5}$. Батарея таких установок понизит этот предел до величины немного меньшей 10^{-3} . Таким образом, статистика совпадений, обеспечиваемая предложенным каскадом в составном ядре ^{34}S , существенно меньше характерной для $\gamma\gamma$ -каскада в ядре ^{36}Cl , исследованного в [3]. В этой работе продемонстрирован результат, близкий по величине к представленному максимально возможному, причем этот результат был достигнут на пучке несравнимо меньшей интенсивности. Новое измерение такого $\gamma\gamma$ -каскада на современном оборудовании обещает существенно больше, чем использование реакции на ядре ^{33}S . Таким образом, перспективы измерения предложенной корреляции зависят от результатов поиска других подходящих мишеней и, прежде всего, радиоактивных.

Для долгоживущего изотопа ^{40}K ($t = 1.28 \cdot 10^9$ лет) сечение $\sigma(n, \gamma\alpha)$ процесса $(n, \gamma\alpha)$ равно 26 мбн, а энерговыход $Q_{n,\alpha} = 3.87$ МэВ. Спин начального состояния $I^\pi = 9/2^-$. Так же, как и ядро-мишень ^{33}S , этот изотоп обладает всеми необходимыми для изучения Т-неинвариантной корреляции свойствами. Единственное, чего нельзя обоснованно утверждать, так это того, что вклад $M1$ - и $E2$ -переходов в данный каскад велик. Получение такого изотопа не вызывает трудностей. Собственное излучение образца и продукты конкурирующих реакций не “забивают” γ -детектор. Они, как указано выше, автоматически отфильтровываются схемой совпадений. Несмотря на большое сечение $\sigma(n, \gamma\alpha) = 30$ бн, поглощение нейтронов на тонких мишенях не препятствует эффективной работе батареи установок. Выигрыш в статистике более чем одного порядка за счет большего сечения дает возможность достичь точности измерения искомого эффекта на уровне 10^{-4} .

Другим примером перспективной мишени является радиоактивное ядро ^7Be , несмотря на относительно малое время его жизни ($t = 53.29$ сут.). Сечение $(n, \gamma\alpha)$ -процесса здесь не измерено, но, как предполагается, оно имеет тот же порядок величины, что и установленная его верхняя граница $\sigma_{\text{пр},1}(n, \gamma\alpha) < 0.1$ бн. Спин состояния, заселяемого при поглощении теплового нейтрона, $I^\pi = 2^-$. Бесфотонное α -излучение запрещено законом сохранения четности, поэтому все α -частицы возникают только в $\gamma\alpha$ -каскадах. В составном ядре ^8Be существуют два уровня 2^+ $E_{2,1}^* = 16626$ кэВ и $E_{2,2}^* = 16992$ кэВ, обладающие большой ($\sim 10^5$ эВ) шириной α -распада. Между начальным состоянием и этими уровнями в эксперименте наблюдаются γ -переходы, что и свидетельствует о близости сечения $\gamma\alpha$ -каскада к верхней его границе. При этом зарегистрированы γ -переходы и на другие уровни. Энергетический выход такой реакции имеет уникальную величину $Q_{n,\alpha} = 18.9$ МэВ, а значительная энергия γ -переходов позволяет пренебречь взаимодействием в конечном состоянии. Большая энергия α -частиц дает возможность установить фильтр, который сделает несущественным естественный фон других α -частиц и, главное, протонов от доминирующей в этом процессе (n, p) -реакции с сечением $\sigma(n, p) = 3.9 \cdot 10^4$ бн. В настоящее время производятся мишени $\sim 10^{16.5}$ атомов ^7Be , в перспективе ожидаются образцы из 10^{18} атомов. Таким

образом, можно создать мишень ^7Be почти столь же большой, как это допускается экспериментальной схемой. Недостатком этого примера является то, что излучение $E1 + M2$, а не смесь $M1 + E2$ дают здесь вклад в Т-неинвариантную γ -амплитуду. Очевидно, что это свойство делает эффект Т-неинвариантности существенно меньшим величины фазы η . Кроме того, чрезвычайно большое полное сечение реакции приводит к быстрому поглощению нейтронного пучка — большую батарею установок использовать не удастся. Заметим также, что в этом примере необходимо предварительно проводить измерение α -спектра.

Несмотря на ограниченные возможности измерений, данный пример является крайне интересным в силу следующих причин. Во-первых, в нем обеспечивается уникальная для ядерных переходов энергетика. Это позволяет надеяться на то, что их свойства также окажутся уникальными, в частности, в отношении их использования для изучения эффектов нарушения фундаментальных симметрий. Во-вторых, для исследуемой малонуклонной системы можно провести достаточно надежные теоретические оценки, связывающие значение гипотетической константы нарушения Т-инвариантности в нуклон-нуклонном взаимодействии с величиной Т-неинвариантного эффекта в данном ядре.

Однако наибольшую перспективу для исследования изучаемой корреляции имеет, по видимому, газовая мишень ^{37}Ar ($t = 34.8$ суток). Сечение $(n, \gamma\alpha)$ -процесса здесь измерено не точно, но ясно, что оно приближается к своей установленной верхней границе $\sigma_{\text{пр},2}(n, \gamma\alpha) \leq 5$ бн, а энерговыход $Q_{n,\alpha}$ равен 4.63 МэВ. Спин состояния, заселяемого при поглощении теплового нейтрона, $I^\pi = 2^+$. Как и в предыдущих примерах, состояния с требуемым спином $J^\pi = 2^+$, через которые может идти $\gamma\alpha$ -каскад, достаточно хорошо представлены в спектре составного ядра, хотя доля каскадов, проходящих через них, не определена. Собственное излучение образца не вносит вклада ни в γ - , ни в α -спектры. С одной стороны, интенсивность потока α -частиц за счет большого сечения $\sigma = 1970$ бн бесфотонного (n, α_0) -процесса не достигает критического уровня, создающего помехи для работы схемы совпадений. С другой стороны, величина этого сечения не столь велика, чтобы нельзя было использовать достаточно

большую батарею установок. Поэтому технические трудности работы с радиоактивной газовой мишенью представляются в данном случае преодолимыми. Определенные проблемы может вызвать лишь получение этого изотопа. Если производить его с помощью нейтронного пучка, то определенную трудность представляет сепарация изотопа из смеси, в которой превалирует исходный материал ^{36}Ar и другие изотопы аргона. Возможно, что более перспективной является наработка изотопа ^{37}Ar на пучках заряженных частиц, а именно в реакциях $^{34}\text{S}(\alpha, n)$ или $^{37}\text{Cl}(p, n)$, поскольку другие долгоживущие радиоактивные изотопы при этом не нарабатываются, а проблемы сепарации здесь не существуют. В обоих случаях могут быть использованы естественные смеси изотопов исходных элементов. Таким образом, можно, по всей видимости, создать мишень, содержащую если не 10^{19} , то, по крайней мере, лишь немногим меньшее количество необходимых ядер.

В итоге можно сделать вывод, что параметры ядра-мишени ^{37}Ar в значительной мере соответствуют характеристикам идеального образца, обсуждаемого в начале данного раздела. Тем самым показано, что верхняя граница эффекта, которая может быть установлена в экспериментах представленного типа, составляет $\approx 10^{-5}$. Следовательно, данный подход является конкурентоспособным по отношению к другим схемам, предложенным для изучения нарушения T -инвариантности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в настоящей работе результаты позволяют заключить, что измерение $\gamma\alpha$ -корреляций в индуцированных нейтронами реакциях является эффективным инструментом

для исследования P -четных не инвариантных по отношению к обращению времени эффектов.

Авторы благодарны А. Л. Барабанову, Г. Г. Бунатяну, Ю. М. Гледену и В. Г. Цинюеву за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро / Р. Блин-Стойл; пер. с англ. — М.: Мир, 1976. — 360 с.
2. Cheung N.K. et al. // Phys. Rev. C. — 1977. — V. 16. — P. 2381.
3. Булгаков М.И. и др. // Ядерная физика. — 1973. — Т. 18. — С. 12.
4. Blanke E., Driller H. et al. // Phys. Rev. Lett. — 1983. — V. 51. — P. 923.
5. Bunakov V.E. Statistical Analysis for Imperfect Measurements of Stochastic Variables // Time Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions / ed. C. R. Gould, J. D. Bowman and Yu. P. Popov. — Singapore: World Scientific, 1994. — P. 61—68.
6. Цинюев В.Г. и др. // Материалы 38-й Зимней школы ПИЯФ. — СПб., ПИЯФ, 2004. — С. 91.
7. Okunev I.S. Search for T-noninvariant P-odd correlation in $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}(E_\gamma = 478 \text{ keV})$ reaction / I. S. Okunev, Yu. M. Tchuvil'sky // X International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, 22—25 May 2002. — JINR, Dubna, 2003. — P. 44—51.
8. Steffen R.M. Angular distribution and correlation gamma / R. M. Steffen, K. Adler // The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy / ed. W. D. Hamilton. — Amsterdam: North-Holland, 1975. — P. 505—582.
9. Alexandrov Yu.A. Neutron Reactions Followed by Charged Particles (Proton- and α -decay of the Compound States) / Yu. A. Alexandrov, W. I. Furman, A. V. Ignatyuk et al. // Low Energy Neutron Physics. — V. 16. — Subvolume A: Low Energy Neutrons and Their Interaction with Nuclei and Matter. Part 1 / ed. H. Schopper. — Springer, 1997. — P. 10 (1—27).