Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 11, с. 787 – 793 © 2023 г. 10 декабря

Эффект нарушения T-инвариантности в рассеянии поляризованных ядер ^{3}He на тензорно-поляризованных дейтронах

Ю. Н. Узиков[+×∘1)], *М. Н. Платонова*[*+]

[+] *Лаборатория ядерных проблем им. В. П. Джелепова, Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

[*] *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[×] *Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[∘] *Государственный университет "Дубна", 141980 Дубна, Россия*

Поступила в редакцию 5 октября 2023 г
После переработки 26 октября 2023 г.
Принята к публикации 27 октября 2023 г.

При взаимодействии поперечно поляризованного ядерного пучка с тензорно-поляризованной дейтронной мишенью ненулевое значение компоненты полного сечения процесса, соответствующей этой комбинации поляризаций, является однозначным сигналом нарушения T-инвариантности при сохранении P-четности. Разработанный ранее метод расчета этой компоненты полного сечения для pd-рассеяния на основе теории Глаубера обобщен нами на случай ^{3}Hed-рассеяния, и вычислена ее энергозависимость в интервале энергий пучка 0.1–1 ГэВ/нуклон. Найдено, что в ^{3}Hed- столкновении, в отличие от pd-рассеяния, доминирует вклад только одного типа T-неинвариантных нуклон-нуклонных сил, что имеет существенное значение для выделения неизвестной константы этого взаимодействия из соответствующих данных.

DOI: 10.31857/S1234567823230015, EDN: mtyhlo

1. Введение. Дискретные симметрии по отношению к инверсии пространства (P), обращению времени (T) и зарядовому сопряжению (C) играют ключевую роль в теории фундаментальных взаимодействий [1]. Нарушение C- и CP-симметрий требуется для объяснения барионной асимметрии Вселенной [2]. В рамках стандартной модели (СМ) фундаментальных взаимодействий и стандартной космологической модели CP-нарушение, наблюдаемое в физике каонов, B- и D-мезонов, далеко не достаточно для объяснения этой асимметрии – не достает 8–9 порядков абсолютной величины [3, 4]. Из этого следует, что в природе должны существовать другие источники CP-нарушения, вне СМ. Все обнаруженные CP-нарушающие эффекты (при условии CPT-симметрии эти эффекты эквивалентны нарушению T-инвариантности) одновременно являются нарушающими P-четность. Сигналом T-нечетных P-нечетных эффектов является постоянный электрический дипольный момент (ЭДМ) нейтрона, нейтральных атомов и заряженных частиц [5]. Поиску ЭДМ нейтрона, а также заряженных частиц – протонов, дейтронов, ядер ^{3}He – посвящено много работ (см. работу [6] и ссылки в ней).

Напротив, T-нечетным P-четным, или Time-invariance Violating P-parity Conserving (TVPC) эффектам, сохраняющим флэйвор, предложенным в 1965 г. Окунем [7], Прентки и Вельтманом [8], Ли и Вольфенштейном [9] для объяснения нарушения CP-симметрии, уделяется гораздо меньше внимания. В рамках СМ эти эффекты отсутствуют на уровне фундаментальных взаимодействий и могут появиться только как электрослабые радиационные поправки к T-нечетным P-нечетным взаимодействиям, при этом их интенсивность исчезающе мала [10, 11]. Причина, по которой TVPC-эффекты представляют интерес, состоит в том, что экспериментальные ограничения на них до сих пор довольно слабые, много слабее, чем на ЭДМ, а наблюдение TVPC-эффекта на достижимом в настоящее время уровне экспериментальной точности ($\leq 10^{-6}$) будет прямым свидетельством физики вне Стандартной модели. Ранее предполагалось, что существующие экспериментальные ограничения на ЭДМ одновременно накладывают ограничения и на TVPC-взаимодействия [12], при этом ожидаемая величина эффекта становится

1) e-mail: uzikov@jinr.ru

ничтожно малой. Однако позднее было показано [13], что существует такой сценарий генерации ЭДМ вне СМ, в рамках которого нет связи между экспериментальными ограничениями на ЭДМ и TVPC-эффекты.

На эксперименте поиск нарушения T-инвариантности при сохранении P-четности проводится (см. работу [14] и ссылки в ней) путем проверки принципа детального равновесия в ядерных реакциях, измерения T-нечетных угловых корреляций в бета-распаде ядер и угловых распределениях гамма-квантов, в нарушении зарядовой симметрии в рассеянии поляризованных протонов на нейтронах и поляризованных нейтронов на протонах, в прохождении поляризованных нейтронов через выстроенные (тензорно-поляризованные) ядра [15]. Экспериментальные ограничения на величину TVPC-эффектов последовательно понижаются. Так, цель эксперимента по pd-рассеянию при энергии 135 МэВ [16] – достижение точности измерения TVPC-сигнала на уровне 10^{-6}, что на порядок выше по сравнению с экспериментом по трансмиссии нейтронов через тензорно-поляризованную мишень ядер хольмия, ^{165}Ho [15].

В случае малонуклонных систем возможно надежно вычислить абсолютную величину и энергетическую зависимость TVPC-сигнала с точностью до неизвестных констант T-нарушающего взаимодействия, которые входят в выражение для сигнала в виде множителей. При энергиях столкновения, характерных для современных ускорителей, константы TVPC-взаимодействия с большой вероятностью не зависят от энергии, поэтому форма энергозависимости TVPC-сигнала определяется обычными T-четными P-четными силами, и ее необходимо знать для выбора оптимальной области энергии при поиске сигнала. Для pd-столкновений при низких энергиях 0.1–2 МэВ энергозависимость TVPC-сигнала была вычислена на основе решения уравнений Фаддеева [17], а в области энергий 0.1–1 ГэВ – на основе теории Глаубера [18, 19]. Для канала столкновений ядер ^{3}He с дейтронами эта задача рассматривается в настоящей работе впервые на основе соответствующей модификации метода [18, 19].

В S-волновом приближении для волновой функции ядра ^{3}He поляризация этого ядра обусловлена нейтроном, поэтому поляризованные пучки ядер ^{3}He эффективно являются пучками поляризованных нейтронов и представляют большой интерес для адронной спиновой физики [20]. Созданию таких пучков в последнее время уделяется большое внимание на ускорительном комплексе RHIC, будущем электрон-ионном коллайдере EIC [21], а также комплексе NICA [22].

2. TVPC-сигнал. Рассмотрим прохождение поперечно поляризованных частиц со спином $s = 1/2$ через мишень с тензорно-поляризованными ядрами, имеющими спин $J = 1$, на примере эксперимента по проверке T-инвариантности в pd-рассеянии. Вектор поляризации налетающего протона обозначим как $\mathbf{p}^p$, а единичный вектор в направлении импульса протона – $\mathbf{m}$. Выберем систему координат так, что OZ↑↑ $\mathbf{m}$, OY↑↑ $\mathbf{p}^p$, OX↑↑ $[\mathbf{p}^p \times \mathbf{m}]$. В общем случае полное сечение рассматриваемого pd-взаимодействия при наличии эффектов нарушения T- и P-инвариантности содержит 9 слагаемых [23]. При условии сохранения P-четности это число уменьшается до пяти [18, 19], а при наличии только поперечной поляризации у протонного пучка (p_y^p) сводится к следующим четырем слагаемым:

$$\sigma_{\rm tot} = \sigma_0 + \sigma_1 p_y^p p_y^d + \sigma_3 P_{zz} + \sigma_{TVPC} p_y^p P_{xz}, \qquad (1)$$

где p_y^d – поперечная поляризация дейтрона, а P_{zz} и P_{xz} – компоненты тензора поляризации (выстроенности) дейтрона. Полное сечение взаимодействия неполяризованных протона и дейтрона, σ_0, а также компоненты полного сечения, соответствующие поперечно-поляризованным протону и дейтрону, σ_1, неполяризованному протону и тензорно-поляризованному (P_{zz}) дейтрону, σ_3, обусловлены обычными T-инвариантными P-инвариантными взаимодействиями. Последнее слагаемое в полном сечении (1), σ_{TVPC}, обусловлено взаимодействием векторно поляризованных протонов (p_y^p) с тензорно-поляризованными дейтронами (P_{xz}) и является сигналом нарушения T-инвариантности при сохранении P-четности. Эта наблюдаемая не может быть имитирована взаимодействием в начальном/конечном состояниях и не равна нулю только в том случае, если в системе имеется взаимодействие TVPC-типа. Эта величина эквивалента полному сечению пятивекторной T-нечетной корреляции, введенной в работе [24].

При прохождении пучка через мишень его интенсивность уменьшается за счет поглощения в мишени, которое определяется полным сечением $\sigma_{\rm tot}$. Для измерения сечения σ_{TVPC} на эксперименте с фиксированной дейтронной мишенью надо измерить степень ослабления пучка при прохождении его через мишень для двух противоположных направлений поляризации протона – со спином вверх T^+ и вниз T^- [15, 16]. При нулевом значении вектора поляризации дейтрона асимметрия $(T^+ - T^-)/(T^+ + T^-)$ пропорциональна сечению σ_{TVPC} [15]. Если поперечная поляризация дейтрона p_y^d не равна нулю, то при таком способе измерения сигнала сечение σ_1 также вносит вклад в асимметрию, и этот вклад является ложным. Подавление этого вклада посредством подавления абсолютной величины поляризации p_y^d представляет серьезную проблему. Так, в случае pd-рассеяния при 135 МэВ векторная поляризации дейтрона p_y^d должна быть подавлена до уровня $p_y^d < 2\cdot 10^{-6}$ [25, 26], чтобы обеспечить планируемую точность экспериметального органичения на TVPC-сигнал 10^{-6} [16]. Решение этой сложной проблемы дает новый метод измерения [23], основанный на использовании прецессирующей в плоскости ускорительного кольца поляризации дейтронного пучка, что позволяет надежно отделить искомый TVPC-сигнал от ложного вклада, а также других сигналов с помощью Фурье-анализа измеряемой скорости счета числа событий. Этот же метод может быть использован для измерения TVPC-сигнала в ^{3}Hed-рассеянии.

3. Элементы формализма N^3He- и ^{3}Hed-рассеяния. Адронные T-четные P-четные спин-зависящие амплитуды pN-рассеяния выбраны в форме [27]

$$\begin{aligned} M_N = A_N + C_N\boldsymbol{\sigma}_p\cdot\hat{\mathbf{n}} + C_N'\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{n}} + \\ + B_N(\boldsymbol{\sigma}_p\cdot\hat{\mathbf{k}})(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{k}}) + \\ + (G_N+H_N)(\boldsymbol{\sigma}_p\cdot\hat{\mathbf{q}})(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{q}}) + \\ + (G_N-H_N)(\boldsymbol{\sigma}_p\cdot\hat{\mathbf{n}})(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{n}}), \end{aligned} \tag{2}$$

здесь $\boldsymbol{\sigma}_p$ ($\boldsymbol{\sigma}_N$) – спиновые матрицы Паули, действующие на спиновое состояние протона пучка (нуклона мишени N), единичные орты $\hat{\mathbf{k}},\hat{\mathbf{q}}$ и $\hat{\mathbf{n}}$ определены через начальный $\mathbf{p}$ и конечный $\mathbf{p}'$ импульсы рассеивающегося протона $\hat{\mathbf{k}} = (\mathbf{p}+\mathbf{p}')/|\mathbf{p}+\mathbf{p}'|$, $\hat{\mathbf{q}} = (\mathbf{p}-\mathbf{p}')/|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|$, $\hat{\mathbf{n}} = [\hat{\mathbf{k}}\times\hat{\mathbf{q}}]$. В теории Глаубера вклад в амплитуду pA-рассеяния вносят только pN-амплитуды на массовой поверхности. Мы рассматриваем здесь следующие три члена t-матрицы TVPC упругого pN-рассеяния, не исчезающие на массовой поверхности [18, 19, 28]:

$$\begin{aligned} t_{pN} = h_{pN}[(\boldsymbol{\sigma}_p\cdot\hat{\mathbf{k}})(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{q}}) + (\boldsymbol{\sigma}_p\cdot\hat{\mathbf{q}})(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{k}}) - \\ - \frac{2}{3}(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\boldsymbol{\sigma}_p)(\hat{\mathbf{q}}\cdot\hat{\mathbf{k}})] + \\ + g_{pN}[\boldsymbol{\sigma}_p\times\boldsymbol{\sigma}_N]\cdot[\hat{\mathbf{q}}\times\hat{\mathbf{k}}](\boldsymbol{\tau}_p-\boldsymbol{\tau}_N)_z + \\ + g_{pN}'(\boldsymbol{\sigma}_p-\boldsymbol{\sigma}_N)\cdot i[\hat{\mathbf{q}}\times\hat{\mathbf{k}}][\boldsymbol{\tau}_p\times\boldsymbol{\tau}_N]_z, \end{aligned} \tag{3}$$

здесь h_{pN}, g_{pN}, g_{pN}' – неизвестные амплитуды (константы) TVPC NN-взаимодействия, $\boldsymbol{\tau}_p$ ($\boldsymbol{\tau}_N$) – изоспиновые матрицы Паули, действующие на состояние начального протона (нуклона N).

Оператор перехода $N^3\mathrm{He}\to N^3\mathrm{He}$ ($N=p,n$) с учетом T-инвариантных и T-неинвариантных вкладов имеет ту же спиновую структуру, что и сумма операторов перехода $pN\to pN$ (2) и (3), поскольку спины начальных и конечных частиц в этих процессах одинаковы и равны $s=1/2$:

$$\begin{aligned} F = A_1 + A_2\boldsymbol{\sigma}_N\hat{\mathbf{n}} + A_3\boldsymbol{\sigma}\hat{\mathbf{n}} + A_4(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{k}})(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\mathbf{k}}) + \\ + (A_5+A_6)(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{q}})(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\mathbf{q}}) + \\ + (A_5-A_6)(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{n}})(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\mathbf{n}}) + \\ + h_{\tau N}[(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{k}})(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\mathbf{q}}) + (\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\hat{\mathbf{q}})(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\mathbf{k}}) - \\ - \frac{2}{3}(\boldsymbol{\sigma}_N\cdot\boldsymbol{\sigma})(\hat{\mathbf{q}}\cdot\hat{\mathbf{k}})] + g_{\tau N}[\boldsymbol{\sigma}_N\times\boldsymbol{\sigma}]\cdot[\hat{\mathbf{q}}\times\hat{\mathbf{k}}] + \\ + g_{\tau N}' i(\boldsymbol{\sigma}_N-\boldsymbol{\sigma})\cdot[\hat{\mathbf{q}}\times\hat{\mathbf{k}}][\boldsymbol{\tau}_N\times\boldsymbol{\tau}]_z, \end{aligned} \tag{4}$$

здесь $\boldsymbol{\sigma}$ ($\boldsymbol{\tau}$) – спиновые (изоспиновые) матрицы Паули, действующие на состояние ядра ^{3}He; A_i ($i=1,2,\ldots,6$) – T-четные, а $h_{\tau N}$, $g_{\tau N}$, $g_{\tau N}'$ – T-нечетные P-четные амплитуды упругого N^3He-рассеяния. В предпоследнем слагаемом формулы (4) отсутствует изоспиновый фактор, аналогичный фактору в формуле (3), учитывающему зануление амплитуды g-типа для рассеяния тождественных нуклонов. В случае N^3He-рассеяния сталкивающиеся частицы не являются тождественными, и амплитуда g-типа не равна нулю как для падающего протона, так и для нейтрона. Аналитические выражения для всех спиновых амплитуд в (4) получены нами в рамках теории Глаубера с использованием элементарных pN-амплитуд (2) и (3) для всех трех кратностей рассеяния с учетом спиновой структуры ядра ^{3}He в S-волновом приближении для пространственной части волновой функции. Спиновая структура T-оператора упругого ^{3}Hed-рассеяния та же самая, что и для pd-рассеяния, и для случая коллинеарной кинематики приведена в [18]. T-неинвариантный эффект в ^{3}Hed-рассеянии определяется мнимой частью TVPC-амплитуды ^{3}Hed-рассеяния на нулевой угол $\tilde{g}$ [18, 19]

$$\sigma_{TVPC} = -4\sqrt{\pi}\frac{2}{3}\mathrm{Im}\,\tilde{g}. \tag{5}$$

Для вычисления амплитуды $\tilde{g}$ используем теорию Глаубера. В приближении однократного рассеяния эта амплитуда зануляется за счет свойств операторов (3) и (4). Учитывая компактность ядра ^{3}He, вычисляем эту амплитуду, как и в случае pd-рассеяния, на основе механизма двукратного рассеяния, с тем отличием от pd, что вместо pN-амплитуд в амплитуду процесса ^{3}He$d\to{}^3$Hed входят амплитуды ^{3}HeN-рассеяния. Отметим, что в ^{3}Hed-рассеянии есть механизмы более высокой кратности, однако вклад их под нулевым углом ожидается существенно меньше механизма двукратного рассеяния и в данной работе не рассматривается. В приближении механизма двукратного ^{3}HeN рассеяния из выражения (10) работы [19] получаем искомую амплитуду $\tilde{g}$ для процесса ^{3}He$d \to ^3$Hed в виде

$$\tilde{g} = \frac{i}{4\pi m_p} \int_0^\infty dq q^2 [S_0^{(0)}(q) -$$
$$- \sqrt{8} S_2^{(1)} - 4 S_0^{(2)}(q) + 9 S_1^{(2)}(q) + \sqrt{2}\frac{4}{3} S_2^{(2)}(q)] \times$$
$$\times \{-A_3^{\tau n}(q) h_{\tau p}(q) + A_3^{\tau p}(q)[g_{\tau n}(q) - h_{\tau n}(q)]\}, \quad (6)$$

где $S_n^{(m)}(q)$ $(m, n = 0, 1, 2)$ – формфакторы дейтрона, определенные в [19] с учетом вклада S- и D-волн, $u(r)$ и $w(r)$, при этом верхний индекс m указывает степень D-волны, $w^m(r)$, а нижний n – порядок сферической функции Бесселя $j_n(qr)$ под знаком интеграла по r.

Рассмотрим по отдельности различные T-нечетные вклады в TVPC-сигнал ^{3}Hed-рассеяния. i) Как показано в [18, 30], вклад g'-члена в TVPC-сигнал pd-рассеяния исчезает в силу свойства симметрии зарядово-обменного перехода $\langle pn|\hat{g}'|np\rangle = -\langle np|\hat{g}'|pn\rangle$. Аналогичным свойством симметрии обладает зарядово-обменная амплитуда p^3H $\leftrightarrow$ n^3He g'-типа, и поэтому ее вклад в TVPC-сигнал ^{3}Hed-рассеяния также зануляется для всех кратностей pN-рассеяния. ii) Вклад взаимодействия g_N-типа в упругое n^3He-рассеяние, входящий в TVPC-сигнал (6), зануляется для механизмов одно- и двукратного рассеяния в силу специфических спиновых свойств оператора перехода для этого взаимодействия. При этом неисчезающий вклад дает только амплитуда трехкратного рассеяния, в которую g_N-члены входят в суперпозиции с h_N-членами. За счет влияния формфактора ядра ^{3}He вклад трехкратного рассеяния по сравнению с вкладом однократного рассеяния для TVPC-взаимодействия так же подавлен, как и для T-четных P-четных сил. iii) Взаимодействие h_N-типа вносит ненулевой вклад в амплитуды всех трех кратностей упругого N^3He-рассеяния.

Выражения для p^3He-амплитуд h-типа в приближении однократного $h_{p\tau}^{(1)}$ и двукратного $h_{p\tau}^{(2)}$ рассеяния имеют вид

$$h_{p\tau}^{(1)} = \frac{k_{p\tau}}{k_{pN}} S(q) h_n(q), \quad (7)$$
$$h_{p\tau}^{(2)} = \frac{k_{p\tau}}{\pi i k_{pN}^2} S\left(q/2\right) \int d^2q' S\left(\sqrt{3}q'\right) A_p(q_1) h_n(q_2),$$

где векторы $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ определены как

$$\mathbf{q}_1 = \mathbf{q}/2 - \mathbf{q}', \mathbf{q}_2 = \mathbf{q}/2 + \mathbf{q}',$$

$S(q)$ – упругий формфактор ядра ^{3}He: $S(q) = \exp\{-q^2/12c^2\}$, а k_{pN} $(k_{p\tau})$ – относительный импульс в системе pN (p^3He). С ростом переданного импульса q обе амплитуды быстро убывают по абсолютной величине за счет формфактора ^{3}He, поэтому доминирующий вклад в интеграл (6) вносит область малых переданных импульсов и, соответственно, амплитуда однократного рассеяния. Амплитуду трехкратного рассеяния мы вычисляем, вынося произведение NN-амплитуд $f_1(\mathbf{q}_1) f_2(\mathbf{q}_2) f_3(\mathbf{q}_3)$ из-под знака интеграла по промежуточным импульсам при $\mathbf{q}_1 = \mathbf{q}_2 = \mathbf{q}_3 = \mathbf{q}/3$, что дает следующее выражение:

$$h_{p\tau}^{(3)} = -\frac{1}{3} \frac{k_{p\tau}}{4\pi^2 k_{pN}^3} \tilde{S} \{\Sigma_p^2 h_n + (B_p + G_p + H_p) \times$$
$$\times [(B_n + G_n + H_n) h_p + 2(B_p - G_p - H_p) g_n]\}, \quad (8)$$

где $\tilde{S} = \frac{64}{3}\pi^2 c^4$,

$$\Sigma_p^2 = 3A_p^2 + C_p^2 - 3C_p'^2 - 2B_p^2 - 3G_p^2 - 3H_p^2 - 2G_p H_p. \quad (9)$$

Все NN-амплитуды в выражениях (8) и (9) берутся при переданном импульсе $q/3$.

Отметим, что в амплитуде трехкратного рассеяния (8) появляется вклад взаимодействия g_n-типа. Этот член подавлен произведением спин-зависящих амплитуд T-четного pp-рассеяния B_p, G_p, H_p по сравнению с h_n-членом, домножаемым в (8) на A_p^2. Как будет видно далее из численных расчетов, вклад трехкратного рассеяния h-типа значительно меньше вклада однократного рассеяния.

Амплитуды n^3He-рассеяния, как T-четные, так и T-нечетные, получаются из соответствующих амплитуд p^3He-рассеяния путем замены в них pp-амплитуд на np-амплитуды, а pn- – на nn-амплитуды. Так, выражения для n^3He-амплитуд h-типа в приближении одно- и двукратного рассеяния имеют вид, аналогичный выражениям (7) с заменой индексов $p \leftrightarrow n$. Для правильного учета NN-амплитуд g-типа при вычислении N^3He-амплитуд нужно также учесть изоспиновый фактор (см. (3)), который зануляется для соударения тождественных нуклонов. Соответственно, в конечных формулах полагаем $g_p = 0$ и получаем, что n^3He-амплитуды g-типа для механизмов одно- и двукратного рассеяния обращаются в ноль, тогда как выражения для n^3He-амплитуд h- и g-типов в приближении трехкратного рассеяния имеют вид

$$h_{n\tau}^{(3)} = -\frac{1}{3} \frac{k_{n\tau}}{4\pi^2 k_{nN}^3} \tilde{S} \{\Sigma_n^2 h_p + (B_p + G_p + H_p) \times$$
$$\times [(B_n + G_n + H_n) h_n - 2(B_n - G_n - H_n) g_n]\},$$
$$g_{n\tau}^{(3)} = -\frac{1}{3} \frac{k_{n\tau}}{4\pi^2 k_{nN}^3} \tilde{S} \{[B_n^2 - (G_n + H_n)^2] h_p +$$
$$+ (B_p - G_p - H_p)[(B_n + G_n + H_n) h_n -$$
$$- 2(B_n - G_n - H_n) g_n]\}, \quad (10)$$

где Σ_n^2 определено формулой (9) с заменой $p \to n$.

4. Численные результаты и обсуждение. Для тестирования используемой модели упругого p^3He-рассеяния мы выполняем расчет дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ и векторной анализирующей способности A_y^p этого процесса:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \Sigma = |A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2 + \\ + |A_5 + A_6|^2 + |A_5 - A_6|^2, \qquad (11)$$

$$A_y^p = 2\mathrm{Re}[A_1 A_2^* + (A_5 - A_6) A_3^*]\Sigma^{-1}. \qquad (12)$$

Отметим, что амплитуда A_3, входящая в выражение для TVPC-сигнала (6), входит со своей фазой в выражение (12) для A_y^p, а квадрат ее модуля входит в сечение. В численных расчетах мы используем амплитуды pN-рассеяния из базы данных SAID [31]. Для ядра ^{3}He используем полностью антисимметричную волновую функцию с симметричной координатной S-волновой функцией $\psi = N\exp\{-c^2(r_1^2 + r_2^2 + r_3^2)\}$, где параметр $c^{-1} = 1.56\sqrt{2}$ фм [32], а N – нормировочный множитель. Волновая функция дейтрона взята в модели CD-Bonn для потенциала NN-взаимодействия [33].

Результаты расчета дифференциального сечения и векторной анализирующей способности A_y^p процесса упругого p^3He-рассеяния при энергии протонного пучка $T_p = 415$ МэВ приведены на рис. 1 и 2, соответственно, в сравнении с данными [29]. Из этих рисунков видно, что в интервале углов рассеяния от нуля до $\sim 50°$ сумма амплитуд одно- и двукратного рассеяния хорошо согласуется с экспериментом. Вклад трехкратного рассеяния становится доминирующим в сечении и A_y при углах более $\sim 70{-}80°$, при этом сечение уменьшается на 4 порядка величины, а область этих больших углов находится уже вне зоны применимости теории Глаубера. Мы нашли, что аналогичная ситуация имеет место и при других энергиях протонов – 156, 200, 300, 515 МэВ, для которых имеются данные [29] по $d\sigma/d\Omega$ и A_y, а также при энергии 1 ГэВ, для которой измерено только дифференциальное сечение. Соответствующий формализм и численные результаты будут опубликованы отдельно.

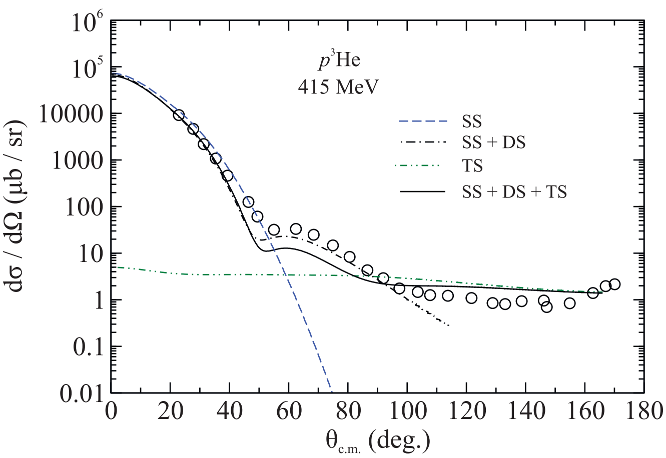

Рис. 1. (Цветной онлайн) Дифференциальное сечение процесса упругого p^3He-рассеяния при энергии $T_p = 415$ МэВ. Показаны вклады однократного (штриховая кривая) и трехкратного (штрих-пунктир-пунктирная) рассеяния. Штрих-пунктирной кривой показан суммарный вклад одно- и двукратного рассеяния, а сплошной кривой – полный расчет (сумма всех трех кратностей). Точки – экспериментальные данные из работы [29]

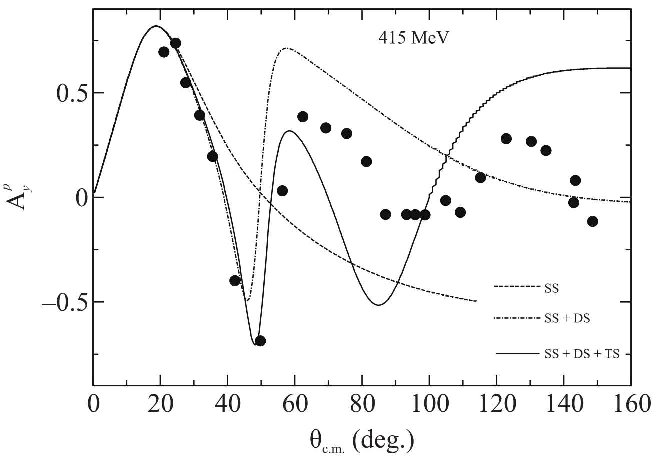

Рис. 2. Протонная векторная анализирующая способность процесса упругого p^3He-рассеяния при энергии $T_p = 415$ МэВ. Описание точек и кривых см. в подписи к рис. 1

Полученное согласие с данными о рассеянии p^3He в переднюю полусферу дает основания полагать, что расчет T-неинвариантного эффекта в этом подходе выполняется с аналогичной степенью точности (за исключением неизвестных TVPC-констант). Результаты расчета TVPC-сигнала в ^{3}Hed-рассеянии для T-нечетного взаимодействия h- и g-типов для механизмов с разной кратностью рассеяния показаны на рис. 3 в зависимости от энергии пучка. Из этого рисунка видно, что механизм однократного рассеяния в процессе N^3He$\to$ N^3He полностью доминирует в этом сигнале для взаимодействия h_N-типа. Взаимодействие g_N-типа дает вклад только в амплитуду трехкратного рассеяния процесса n^3He $\to n^3$He, которая входит в выражение (6) для амплитуды ^{3}Hed-рассеяния вперед, и по этой причине подавлено по сравнению с h_N-взаимодействием на 3–4 порядка величины (в предположении равенства констант h

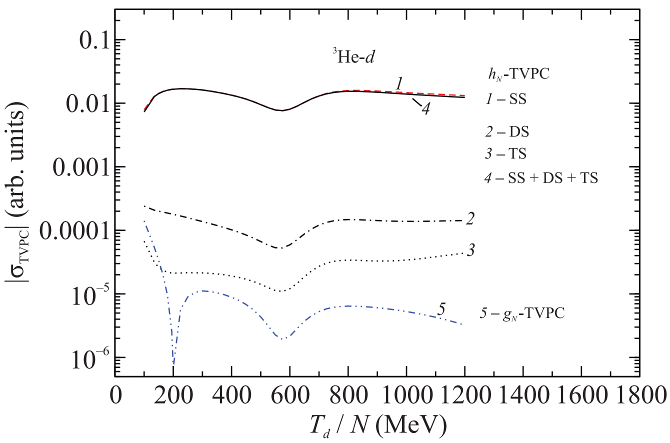

Рис. 3. (Цветной онлайн) TVPC-сигнал в ^{3}Hed-рассеянии в зависимости от кинетической энергии столкновения для NN-взаимодействий h_N- (*1–4*) и g_N- (*5*) типа при включении TVPC-амплитуды в однократное (SS), двукратное (DS) и трехкратное (TS) столкновения. Суммарный результат (SS + DS + TS) показан кривой *4* для h_N- и *5* – для g_N-взаимодействия

и g). Как уже отмечалось, NN-взаимодействие g'-типа не дает вклада в TVPC-сигнал процесса ^{3}Hed-рассеяния. Из расчетов следует, что в рассматриваемой области энергий 0.1–1 ГэВ TVPC-эффект является плавной функцией энергии.

На рисунке 4 показан вклад S- и D-волн дейтрона в T-неинвариантный эффект. Видно, что интерфе-

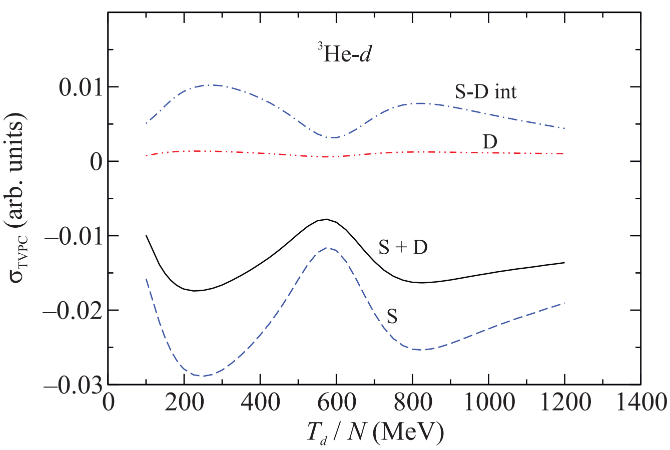

Рис. 4. (Цветной онлайн) TVPC-сигнал h_N-типа в ^{3}Hed-рассеянии в зависимости от энергии столкновения на нуклон при учете различных формфакторов дейтрона $S_n^{(m)}$ в выражении (6) с учетом вкладов S- и D-волн: S – $S_0^{(0)}$, D – $S_0^{(2)}$, $S_1^{(2)}$ и $S_2^{(2)}$, S-D int – $S_2^{(1)}$, S + D – суммарный вклад

ренция этих волн очень существенна, хотя сам вклад D-волны мал. D-волновой вклад занижается по отношению к интерференционному члену $u(r)w(r)$ вследствие того, что два формфактора, определяемые квадратом D-волны, $S_0^{(2)}$ и $S_2^{(2)}$, входят в TVPC-сигнал со знаком минус, а другой формфактор $S_1^{(2)}$, также определяемый квадратом D-волны, входит со знаком плюс (см. [19]), в то время как интерференционный член, $S_2^{(1)}$, не подвержен такой компенсации.

5. Заключение. На основе теории многократного рассеяния Глаубера с учетом полной спиновой зависимости нуклон-нуклонного рассеяния, включая все неисчезающие на массовой поверхности T-инвариантные и T-неинвариантные взаимодействия, вычислен эффект нарушения T-инвариантности при сохранении P-четности для процесса рассеяния поляризованных ядер ^{3}He на тензорно-поляризованных ядрах дейтерия. Необходимые для этого расчета T-четные и T-нечетные спиновые амплитуды упругого рассеяния протонов и нейтронов на ядрах ^{3}He построены в рамках теории Глаубера с учетом вклада всех трех кратностей рассеяния в S-волновом приближении для волновой функции ядра ^{3}He. Численные расчеты демонстрируют хорошее согласие с имеющимися данными о дифференциальном сечении и векторной анализирующей способности A_y^p процесса p^3He-рассеяния при энергиях 0.1–1 ГэВ в переднюю полусферу углов в области, в которой преобладает вклад однократного рассеяния с примесью интерференции с двукратным рассеянием.

Расчет TVPC-сигнала показывает, что механизм однократного рассеяния в процессе N^3He→ N^3He полностью доминирует в этом сигнале для взаимодействия h_N-типа. Взаимодействие g_N-типа дает вклад только в амплитуду трехкратного рассеяния процесса n^3He $\to n^3$He и по этой причине значительно подавлено по сравнению с h_N-взаимодействием (при равенстве констант h и g). NN-взаимодействие g'-типа не дает вклада в TVPC-сигнал рассматриваемого процесса. Найденный доминирующий вклад только одного типа T-неинвариантных нуклон-нуклоных сил в TVPC-сигнал процесса ^{3}Hed-рассеяния существенно упрощает задачу выделения неизвестной константы h_N-взаимодействия из соответствующих данных. Следует отметить, что поляризационные эксперименты по прохождению поляризованных нейтронов через тензорно-поляризованные ядра планируются при низких энергиях в условиях, когда ожидается значительное усиление эффекта за счет резонансных свойств ядерной структуры [34]. Однако, ввиду исключительной сложности резонансной структуры многонуклонных ядер, определить абсолютную величину констант TVPC-взаимодействия из ожидаемых данных, в отличие от рассмариваенмых здесь малонуклонных систем, будет весьма проблематично.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда # 23-22-00123, https://rscf.ru/project/23-22-00123/.

---

1. S. N. Vergeles, N. N. Nikolaev, Y. N. Obukhov, A. J. Silenko, and O. V. Teryaev, Usp. Fiz. Nauk **193**(2), 113 (2023).
2. A. D. Sakharov, Pis'ma v ZhETF **5**, 32 (1967).
3. A. Riotto and M. Trodden, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49**, 35 (1999).
4. W. Bernreuther, Lect. Notes Phys. **591**, 237 (2002).
5. J. Engel, M. J. Ramsey-Musolf, and U. van Kolck, Prog. Part. Nucl. Phys. **71**, 21 (2013).
6. F. Abusaif et al., *Storage ring to search for electricdipole moments of charged particles: Feasibility study*, CERN Yellow Reports: Monographs, CERN-2021-003, CERN, Geneva (2021).
7. L. B. Okun, Yad. Fiz. **1**, 938 (1965).
8. J. Prentki and M. J. G. Veltman, Phys. Lett. **15**, 88 (1965).
9. T. D. Lee and L. Wolfenstein, Phys. Rev. **138**, B1490 (1965).
10. V. P. Gudkov, Phys. Rep. **212**, 77 (1992).
11. J. Engel, P. H. Frampton, and R. P. Springer, Phys. Rev. D **53**, 5112 (1996).
12. R. S. Conti and I. B. Khriplovich, Phys. Rev. Lett. **68**, 3262 (1992).
13. A. Kurylov, G. C. McLaughlin, and M. J. Ramsey-Musolf, Phys. Rev. D **63**, 076007 (2001).
14. A. L. Barabanov and A. G. Beda, J. Phys. G **31**, 161 (2005).
15. P. R. Huffman, N. R. Roberson, W. S. Wilburn, C. R. Gould, D. G. Haase, C. D. Keith, B. W. Raichle, M. L. Seely, and J. R. Walston, Phys. Rev. C **55**, 2684 (1997).
16. P. Lenisa, F. Rathmann, L. Barion et al. (Collaboration), EPJ Tech. Instrum. **6**(1), 2 (2019).
17. Y.-H. Song, R. Lazauskas, and V. Gudkov, Phys. Rev. C **84**, 025501 (2011); Erratum: Phys. Rev. C **93**, 049901 (2016)].
18. Yu. N. Uzikov and A. Temerbayev, Phys. Rev. C **92**(1), 014002 (2015).
19. Yu. N. Uzikov and J. Haidenbauer, Phys. Rev. C **94**(3), 035501 (2016).
20. A. Accardi, J. L. Albacete, M. Anselmino et al. (Collaboration), Eur. Phys. J. A **52**(9), 268 (2016).
21. A. Zelenski, G. Atoian, E. Beebe, S. Ikeda, T. Kanesue, S. Kondrashev, J. Maxwell, R. Milner, M. Musgrave, M. Okamura, A. A. Poblaguev, D. Raparia, J. Ritter, A. Sukhanov, and S. Trabocchi, Nucl. Instrum. Meth. A **1055**, 168494 (2023).
22. A. Zelenski, *Optically pumped polarized 3He++ ion source development for NICA, talk at XXV Baldin ISHEPP, 18-23 October 2023*, Dubna, Russia (2023), private communication.
23. N. N. Nikolaev, F. Rathmann, A. J. Silenko, and Y. Uzikov, Phys. Lett. B **811**, 135983 (2020).
24. A. L. Barabanov, Yad. Fiz. **44**, 1163 (1986).
25. A. A. Temerbayev and Yu. N. Uzikov, Phys. Atom. Nucl. **78**(1), 35 (2015).
26. D. Eversheim, Y. Valdau, and B. Lorentz, PoS **INPC2016**, 177 (2017).
27. M. N. Platonova and V. I. Kukulin, Phys. Rev. C **81**, 014004 (2010); Erratum: Phys. Rev. C **94**, 069902 (2016).
28. M. Beyer, Nucl. Phys. A **560**, 895 (1993).
29. D. K. Hasell, A. Bracco, H. P. Gubler, W. P. Lee, W. T. H. van Oers, R. Abegg, D. A. Hutcheon, C. A. Miller, J. M. Cameron, L. G. Greeniaus, G. A. Moss, M. B. Epstein, and D. J. Margaziotis, Phys. Rev. **34**, 236 (1986).
30. Y. Uzikov, EPJ Web Conf. **138**, 08001 (2017).
31. R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, Phys. Rev. C **76**, 025209 (2007).
32. L. A. Kondratyuk and M. Z. Shmatikov, Yad. Fiz. **38**, 216 (1983).
33. R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001).
34. J. D. Bowman and V. Gudkov, Phys. Rev. C **90**(6), 065503 (2014).