

УДК 532.12

**ВКЛАДЫ КАНАЛОВ $\gamma d \rightarrow \pi NN + \pi^0 d$
В СПИНОВУЮ АСИММЕТРИЮ И ИНТЕГРАЛ
ГЕРАСИМОВА–ДРЕЛЛА–ХЕРНА ДЛЯ ДЕЙТРОНА**

М. ЭЛЬ-ЗОХРИ

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 13 декабря 2010 г.)

Вклады от полу-эксклюзивных каналов $\gamma d \rightarrow \pi^\pm NN$ и $\gamma d \rightarrow \pi^0 X$ ($X = pn$ или d) в спиновую асимметрию дейтрона и интеграл Герасимова-Дрелла-Херна (ГДХ) детально учтены, используя элементарный оператор фоторождения пиона и реалистичный высокоточный модельный потенциал для волновой функции дейтрона. Исследована также чувствительность результатов по отношению к элементарному оператору фоторождения пионов и обнаружена существенная зависимость. Результаты для интеграла ГДХ сравнены с измерениями, полученными в коллаборациях A2 и GDH@MAMI.

1. Введение

Правило сумм Герасимова–Дрелла–Херна [1,2] выполняется для мишеней любого типа, будучи справедливым для протонов, нейтронов или ядер. Оно является важным также для физики электрослабых взаимодействий [3]. Это правило обеспечивает фундаментальное соотношение спиновой структуры частиц с поглощением реального фотона. Оно связывает аномальный магнитный момент частицы с энергетически взвешенным интегралом от спиновой асимметрии сечений фотопоглощения ($\sigma^P - \sigma^A$) по отношению к циркулярно поляризованным фотонам и поляризованной мишени. Для частицы с массой M , электрическим зарядом eQ , аномальным магнитным моментом \mathbf{M} и спином S правило сумм ГДХ выглядит следующим образом:

$$I^{\text{GDH}}(\infty) = \int_0^\infty dE'_\gamma \frac{\sigma^P(E'_\gamma) - \sigma^A(E'_\gamma)}{E'_\gamma} = 4\pi^2 \kappa^2 \frac{e^2}{M^2} S, \quad (1)$$

где $\sigma^{P(A)}(E'_\gamma)$ обозначает, соответственно, полное сечение фотопоглощения для циркулярно поляризованных фотонов на мишени со спином, параллельным (P) и анти-параллельным (A) спину фотона, и аномальный магнитный момент частицы определен через оператор полного магнитного момента частицы $\mathbf{M} = e(Q + \kappa)\mathbf{S}/M$. Правило сумм ГДХ обеспечивает очень интересное соотношение между базовым магнитным свойством частицы (κ) и интегральным свойством полного спектра возбуждения. За исключением допущения о сходимости интеграла в уравнении (1), вывод этого правила сумм базируется на

основных принципах теории, таких как лоренцева и калибровочная инвариантность, унитарность, перекрестная симметрия и принцип причинности в амплитуде комптоновского рассеяния частицы. С точки зрения эксперимента и теории проверка выполнимости этого правила сумм на различных мишенях является очень важной.

Аномальный магнитный момент дейтрона κ_d очень мал ($\kappa_d = -0.143$), что отражается на малом значении также и интеграла ГДХ для дейтрона ($I_d^{\text{GDH}}(\infty) = 0.65$ мкб), однако для нуклонов мы имеем заметно большие абсолютные значения: $\kappa_p = 1.97$ для протона и $\kappa_n = -1.91$ для нейтрона, что приводит к большим значениям интеграла ГДХ для протона и нейтрона: $I_p^{\text{GDH}} = 204$ мкб и $I_n^{\text{GDH}} = 233.2$ мкб, соответственно [4,5]. Более тридцати лет назад были получены первые оценки для правой части уравнения (1): 261 мкб для протона и -183 мкб для нейтрона [6].

Во многих случаях результаты (например, сечения), измеренные на дейтроне, который является системой квази-свободных нуклонов (протона и нейтрона), могут рассматриваться как сумма результатов, полученных на протоне и нейтроне. Однако это не так в случае интеграла ГДХ, ввиду того, что мы имеем $I_p^{\text{GDH}} + I_n^{\text{GDH}} = 204.8 + 233.2 = 438$ мкб. Причиной такой существенной разницы в этих двух оценках является сокращение вкладов различных каналов реакций, таких как фоторасщепление дейтрона, когерентное и некогерентное фоторождение пионов.

В течение последних тридцати лет ученые сталкивались со сложными проблемами в экспериментальной проверке правила сумм ГДХ, ввиду отсутствия пучков циркулярно поляризованных фотонов и продольно поляризованных мишеней. Вследствие этого определение величин $\sigma^P(E_\gamma)$ и $\sigma^A(E_\gamma)$ было невозможно, однако в последние годы техника поляризованных фотонных пучков и мишеней была достаточно развита, и соответствующие эксперименты уже проведены и планируются на различных электронных ускорителях, таких как MAMI в Майнце, ELSA в Бонне, LEGS в Брукхейвене и JLab в Ньюпорт Ньюс (США).

Расчет интеграла ГДХ для когерентного фоторождения пиона на дейтроне с использованием приближения эффективного Лагранжиана [7,8] был проведен авторами работы [9] только для первой резонансной области. Поэтому основной целью настоящей работы было расширение области интегрирования с включением второй резонансной области от порога рождения пионов до 600 МэВ. Кроме того, нами будут точно рассмотрены вклады от когерентного [10] и квази-свободного [11,12] каналов фоторождения пионов в спиновую асимметрию дейтрона и интеграл ГДХ. Одной из целей данной работы было получение дополнительной информации об этих реакциях для лучшего понимания внутренней структуры адронов.

Статья построена следующим образом: во втором разделе будет описана модель [13], использованная для расчетов. Основные результаты вместе со сравнением с экспериментальными данными, полученными коллаборациями A2

и GDH@MAMI будут представлены и обсуждены в третьем разделе. Далее будет сформулировано заключение об основных полученных результатах.

2. Модель

Приведем описание модели, использованной для теоретических предсказаний. Эта модель может быть разделена на две части – когерентную и некогерентную. Относительно последней необходимые подробности можно найти в работе [11]. В дальнейшем будет кратко описана первая часть модели, описывающая когерентный канал $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$.

Дифференциальное сечение реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ в системе центра масс (ц.м.) задается в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}} = \frac{E_d E'_d}{(4\pi W_{\gamma d})^2} = \frac{|\mathbf{q}|}{|\mathbf{k}|} \frac{1}{6} \sum_{m_d m'_d \lambda} |T_{m_d m'_d \lambda}(\mathbf{k}, \mathbf{q})|^2, \quad (2)$$

где $E_d(m_d)$ и $E'_d(m'_d)$ являются энергиями (проекциями спина) налетающего и рассеянного дейтрона, соответственно, \mathbf{q} и \mathbf{k} означают импульсы пиона и протона в ц.м. системе. Тогда инвариантная энергия системы γd задается как

$$\begin{aligned} W_{\gamma d} &= E_\gamma + \sqrt{\mathbf{k}^2 + M_d^2}, \quad E_\gamma = |\mathbf{k}|, \\ W_{\pi^0} &= E_{\pi^0} + \sqrt{\mathbf{q}^2 + M_d^2}, \quad E_{\pi^0} = \sqrt{\mathbf{q}^2 + M_{\pi^0}^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где M_d и m_{π^0} – массы дейтрона и нейтрального пиона, соответственно.

Амплитуда рассеяния в импульсном приближении (IA) задается в виде

$$T_{m_d m'_d \lambda}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = 2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \Theta_{m'_d}^*(\mathbf{p}') t_{\gamma\pi}^\lambda(\mathbf{k}, \mathbf{p}_i, \mathbf{q}, \mathbf{p}_f) \Theta_{m_d}(\mathbf{p}), \quad (4)$$

где $t_{\gamma\pi}^\lambda$ соответствует элементарной амплитуде реакции $\gamma N \rightarrow \pi^0 N$. Векторы \mathbf{p}_i и \mathbf{p}_f обозначают начальный и конечный импульсы активного нуклона в дейтроне, для которых мы имеем $\mathbf{p}_i = \mathbf{p} - \mathbf{k}/2$ и $\mathbf{p}_f = \mathbf{q} + \mathbf{k}/2$, а $\mathbf{p}' = \mathbf{p} + (\mathbf{k} - \mathbf{q})/2$ обозначает относительный импульс в конечном состоянии дейтрона. Упорядоченные по времени диаграммы, принятые во внимание в данной работе, представлены на рис.1.

Для волновой функции дейтрона используется обычный анзац

$$\Theta_{m_d}(\mathbf{p}) = \sum_{L=0,2} \sum_{m_L m_S} (L m_L m_S | 1 m_d) u_L(p) Y_{L m_L}(\hat{p}) \chi_{m_S} \zeta_0, \quad (5)$$

где последние два члена обозначают спиновую и изоспиновую волновые функции, соответственно. В настоящей работе радиальные волновые функции дейтрона выбраны идентичными для начального и конечного состояний дейтрона, то есть обе заданы реалистичной высокоточной потенциальной моделью CD-Bonn [14].

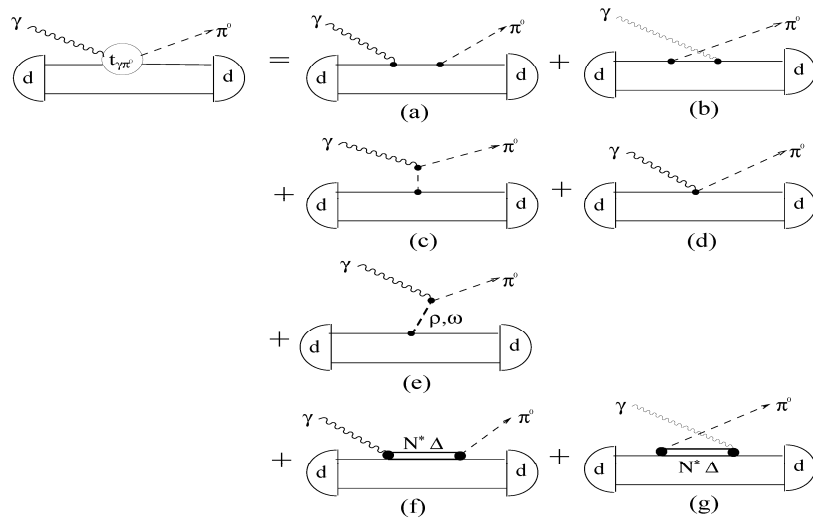


Рис.1. Рассмотренные диаграммы для когерентного фоторождения пиона на дейтроне. Борновские члены: (а) прямой нуклонный полюс, (b) перекрестный нуклонный полюс, (c) пионный полюс, и (d) контактный член Кролла–Рудерманна, (e) обмен векторными мезонами (ρ и ω); вклад резонансных возбуждений: (f) прямой и (g) перекрестный.

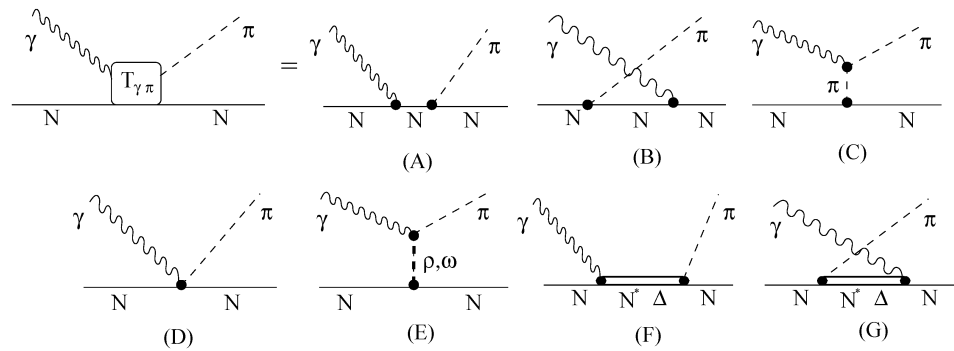


Рис.2. Диаграммы Фейнмана для фоторождения пиона на нуклоне. Борновские члены: (A) прямой нуклонный полюс, (B) перекрестный нуклонный полюс, (C) обмен пионом, и (D) контактный член Кролла–Рудерманна; (E) обмен векторным мезоном (ρ и ω) вклад резонансных возбуждений: (F) прямой и (G) перекрестный.

Для элементарной амплитуды используется приближение эффективного лагранжиана (ELA), введенное в работах [7,8]. Это приближение с теоретической точки зрения является очень привлекательным и формально хорошо установленным в области энергий порядка массы нуклона. Оно обнаруживает фундаментальные свойства, такие как киральная симметрия, калибровочная инвариантность и перекрестная симметрия, а также позволяет описывать взаимодействие объектов со спином $3/2$. Модель, на основе которой получены результаты этой статьи, включает борновские члены (диаграммы (A)-(D) на рис.2), обмены векторными мезонами (ρ и ω), диаграмма (E) на рис.2 и все хорошо установленные (четыре звезды) резонансы из таблицы элементарных

частиц (PDG) [15] с массами до 1.7 ГэВ и значениями спина до 3/2: $\Delta(1232)$, $N(1440)$, $N(1520)$, $\Delta(1620)$, $N(1650)$ и $\Delta(1700)$ (диаграммы (F) и (G) на рис.2).

3. Результаты и обсуждение

В данном разделе представлены и обсуждаются предсказания для спиновой асимметрии, а также интеграла ГДХ для реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ (рис.3) и реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$ (рис.4). Для элементарного оператора фоторождения пиона использована модель ELA [7,8]. Чувствительность результатов к заданному элементарному оператору изучалась на основе сравнения с другим видом подобного оператора на основе модели MAID [16]. Для волновой функции дейтрона использовалась реалистичная высокоточная модель CD-Bonn потенциала [14].

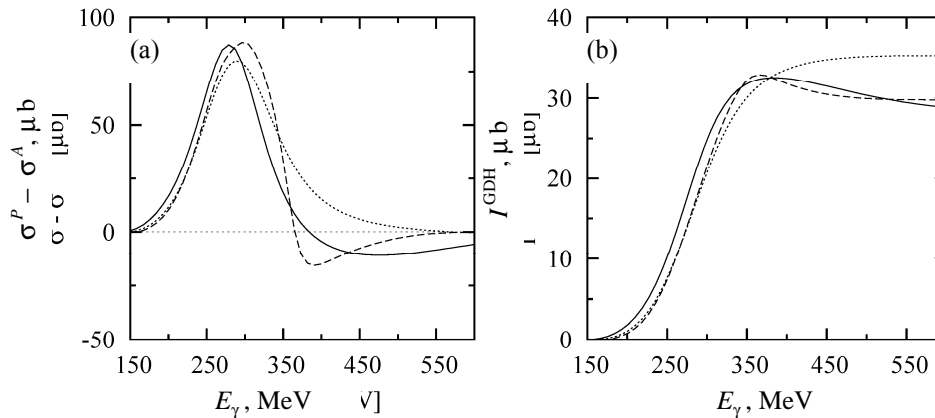


Рис.3. Вклад от реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ в спиновую асимметрию дейтрона (а), как функция энергии фотона и интеграл ГДХ, как функция от верхнего предела интегрирования (б). Обозначения кривых: сплошная – IA^* с использованием MAID [16]; штрих-пунктирная – IA^* с использованием ,одетых' мультиполей в модели ELA [7,8]; пунктирная – IA^* с использованием ,голых' мультиполей в модели ELA [7,8]. Символ IA^* означает, что πN -перерассеяние включено в элементарный оператор.

На этих рисунках сравниваются вычисления с разными ингредиентами. Отдельно показаны вклады от ,голых' (bare) электромагнитных мультиполей для подхода ELA, ,одетых' (dressed) электромагнитных мультиполей для того же подхода, а также вклад от модели MAID. Используются следующие обозначения: через IA обозначены вклады в наблюдаемые от ,голых' электромагнитных мультиполей; через IA^* обозначены вклады от πN -перерассеяния, включенного в элементарный оператор фоторождения пиона на нуклоне.

На рис.3 показаны результаты для разности сечений $\sigma^P(E_\gamma) - \sigma^A(E_\gamma)$ (а) и соответствующий интеграл ГДХ с верхним пределом интегрирования, изменяющегося от порога рождения пиона до 600 МэВ (б) для реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$. Штрихпунктирная, пунктирная и сплошная кривые показывают результаты расчетов для варианта IA^* с использованием модели MAID [16], IA^* с

использованием ,одетых электромагнитных мультиполей в модели ELA [7,8] и IA с использованием ,голых мультиполей в модели ELA, соответственно.

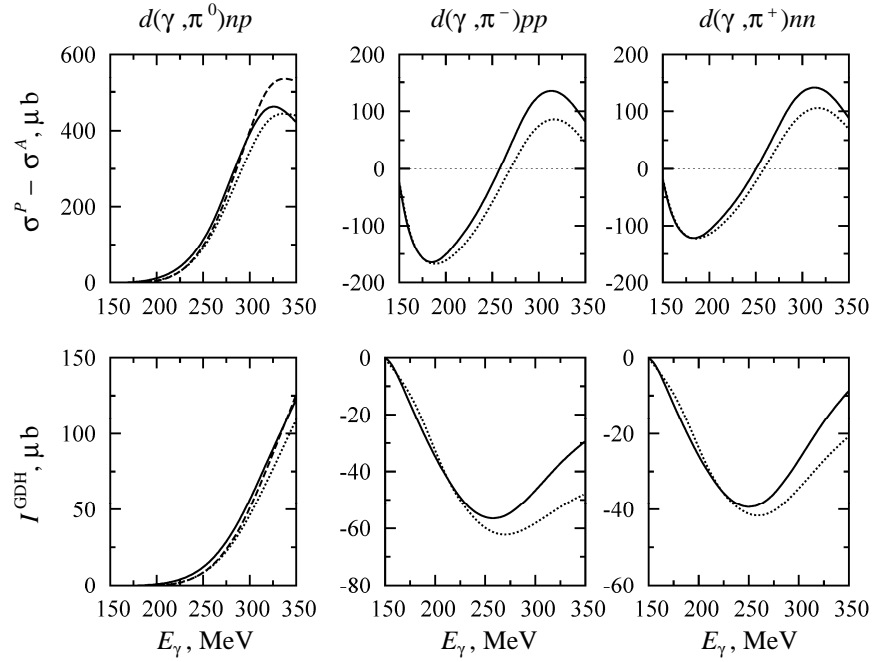


Рис.4. То же, что на рис.3, но для каналов реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$.

Следует отметить, что разность сечений (спиновая асимметрия) $\sigma^P - \sigma^A$ показывает качественно и количественно похожее поведение для различных элементарных амплитуд. Она имеет пик по энергии фотона в лабораторной системе в области $\Delta(1232)$ -резонанса, который возникает, в основном, ввиду вклада от Π -возбуждения. В области $\Delta(1232)$ -резонанса разность сечений $\sigma^P - \sigma^A$ становится большой и положительной. Ясно также, что различия между результатами моделей MAID и ELA наблюдаются в области выше $\Delta(1232)$ -резонанса и, следовательно, следует быть осторожным при попытке использовать элементарный оператор в приложении к ядерным реакциям. На рис.3б также видно, что подобное расхождение результатов для модели MAID и двумя разновидностями модели ELA (с ,голыми и ,одетыми мультиполями) характерно и для интеграла ГДХ при изменении верхнего предела интегрирования выше области $\Delta(1232)$ -резонанса.

Результаты для каналов реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$ от порога рождения пиона до области $\Delta(1232)$ -резонанса. Верхние панели показывают результаты расчетов для спирально-зависящей разности полных сечений фотопоглощения ($\sigma^P - \sigma^A$) для индивидуальных вкладов от различных зарядовых состояний пиона в реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$ с использованием элементарного оператора из моделей MAID и ELA, включая эффекты взаимодействия в конечном состоянии (FSI effects). На нижних панелях показаны результаты расчетов соответствующих интегралов ГДХ для различных каналов

реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$, проинтегрированных до 350 МэВ. Было отмечено, что эффекты взаимодействия в конечном состоянии приводят к заметному уменьшению сечения: порядка 30% в области резонансного максимума, по сравнению с 10% в сечении неполяризованных π^0 -мезонов (см. [17]), то есть эти эффекты должны быть обязательно учтены для расчета спиновой асимметрии $\sigma^P - \sigma^A$.

Спиновая асимметрия $\sigma^P - \sigma^A$ обнаруживает качественно и количественно похожее поведение для обоих каналов рождения заряженных пионов. Вначале она негативна из-за вклада E_{0+} -мультиполя, который доминирует в пороговой области, затем имеет сильный позитивный вклад при больших энергиях ввиду наличия M_{1+} -мультиполя, который доминирует в области $\Delta(1232)$ -резонанса.

Нейтральный канал показывает, что спиновая асимметрия, как и соответствующий интеграл ГДХ имеют очень похожее поведение. Следует отметить небольшую разницу в предсказаниях различных моделей при высоких энергиях. Обнаружено, что большой положительный вклад в величину интеграла ГДХ для дейтрона (проинтегрированного до 350 МэВ) получается за счет канала фоторождения π^0 , тогда как каналы с заряженными пионами дают отрицательный, но меньший по абсолютной величине вклад в интеграл ГДХ.

Табл.1. Вклад от каналов реакций $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ и $\gamma d \rightarrow \pi^0 NN$ в интеграл ГДХ для дейтрона, проинтегрированного до 350 МэВ (значения даны в мкб).

Model	$\pi^0 d$	$\pi^0 np$	$\pi^- pp$	$\pi^+ d$	Total
bare ELA	30.09	109.16	-47.7 6	-20.7 4	70.75
dressed ELA	32.23	125.79	—	—	158.02
MAID	31.82	122.67	-29.3 8	-8.68	116.43

В табл.1 показаны рассчитанные значения конечного интеграла ГДХ до 350 МэВ для когерентного и некогерентного каналов фоторождения пиона и их сумма для вариантов с использованием модели MAID, а также двух разновидностей модели ELA (“голые” и “одетые” мультиполи) для определения элементарных операторов. Сравнивая величины, полученные для модели MAID и для двух разновидностей модели ELA, можно показать, что для варианта модели ELA с “голым” мультиполем $I^{\text{GDH}}(350 \text{ MeV}) = 70.75$ мкб, для варианта модели ELA с “одетым” мультиполем $I^{\text{GDH}}(350 \text{ MeV}) = 158.02$ мкб, тогда как для модели MAID $I^{\text{GDH}}(350 \text{ MeV}) = 116.43$ мкб. Следовательно, можно видеть, что величина интеграла ГДХ больше в случае модели ELA с “одетыми” мультиполями по сравнению с вариантами модели ELA с “голыми” мультиполями и модели MAID. Как видно на рис.5, именно вариант модели ELA с “одетыми” мультиполями наиболее близок к экспериментальным точкам.

Приведем результаты сравнения расчетов с экспериментальными данными. На рис.5 показаны результаты расчетов интеграла ГДХ с различными

вариантами элементарной амплитуды в сравнении с экспериментальными данными коллаборации MAMI [18]. Нетрудно заметить, что штрих-пунктирная кривая, соответствующая варианту модели ELA с “одетыми” мультиполями [7,8], наиболее близка к экспериментальным данным.

Однако следует отметить, что согласие предсказаний с экспериментальными данными в целом неудовлетворительно. Пунктирная кривая, соответствующая варианту модели ELA с “голыми” мультиполями [7,8], и сплошная кривая, соответствующая варианту модели MAID [16] сильно не достают до экспериментальных точек. Таким образом, обнаружена недооценка теоретических расчетов к имеющимся данным при использовании различных элементарных амплитуд.

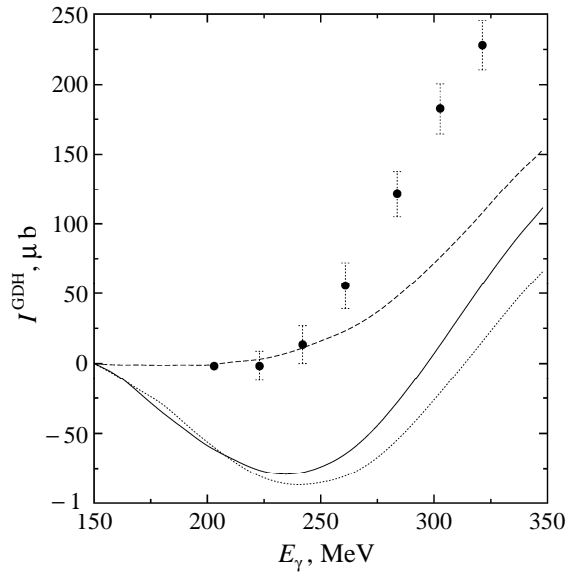


Рис.5. Вклад каналов реакций $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ и $\gamma d \rightarrow \pi NN$ в интеграл ГДХ на дейтроне как функция от верхнего предела интегрирования. Обозначения кривых: сплошная – IA с использованием MAID [16]; штрих-пунктирная – IA с использованием модели ELA [7,8] с “одетыми” мультиполями; пунктирная – IA с использованием модели ELA [7,8] с “голыми” мультиполями. Экспериментальные данные взяты из коллабораций A2 и GDN@MAMI [18].

С концептуальной точки зрения было бы очень важным провести учет вкладов различных реакций в интеграл ГДХ единым образом. С этой точки зрения подход, использованный в этой работе, является шагом вперед по сравнению с методом, описанным в работе [11], где когерентные каналы не принимались в рассмотрение. Однако в рамках подхода, использованного в данной работе, имеется возможность учета только когерентного и некогерентного рождения одиночного пиона до энергий порядка 350 МэВ. Этого явно недостаточно в плане сходимости интеграла ГДХ. Например, так называемые промежуточные перерасеяния, а также двойной обменный ток, следует учитывать для когерентной реакции. Важность учета обоих механизмов

показана в работе [19]. Кроме того, фоторасщепление дейтрона, рождение двух пионов, а также когерентное и некогерентное рождение η -мезона также должны быть учтены.

4. Заключение

Изучение реакций с многонуклонными системами представляет особый интерес для проверки современных модельных представлений в терминах эффективных степеней свободы. Наиболее актуальным представляется описание электромагнитных реакций выше порога рождения пионов, где настоятельно требуется построение единого подхода. Многонуклонные системы особо важны при рассмотрении их в качестве эффективных нейтронных мишеней, например, для изучения правила сумм ГДХ на нейтроне.

Основной целью данной работы было исследование дейтронной спиновой асимметрии и соответствующего интеграла ГДХ для когерентного и некогерентного каналов фоторождения пиона на дейтроне. Для элементарного оператора было использовано реалистичное приближение эффективного лагранжиана, отражающего базовые принципы, такие как киральная симметрия, калибровочная инвариантность, перекрестная симметрия, а также способность описания взаимодействия частиц со спином $3/2$. Для волновой функции дейтрона был использован реалистичный, высокоточный потенциал CD-Вопп. Исследована также чувствительность к виду элементарного оператора для реакции $\gamma N \rightarrow \pi^0 N$.

В рамках использованной модели обнаружено, что спиновая асимметрия и интеграл ГДХ чувствительны к виду элементарного оператора. Во многих случаях разница между полученными результатами с использованием элементарных операторов разного вида оказалась существенной. Рассмотрены также вклады каналов реакций $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ и $\gamma d \rightarrow \pi NN$ в интеграл ГДХ при интегрировании до 350 МэВ. Величины $I_{\gamma d \rightarrow \pi^0 d + \pi NN}^{\text{GDH}}(350 \text{ МэВ}) = 70.75, 158.02$ и 116.43 мкб были вычислены, используя, соответственно, варианты модели EIA с ,голыми мультipoлями, ,одетыми мультipoлями, а также модели MAID. Разница в полученных результатах обусловлена тем фактом, что канал рождения заряженных пионов не дает вклада в интеграл ГДХ в случае модели EIA с ,одетыми мультipoлями.

Нами также получена заметная разница при сравнении теоретических расчетов с экспериментальными данными, полученными коллаборациями A2 и GDH@MAMI. Следует отметить, что это неудивительно, учитывая тот факт, что в проведенных расчетах не учитывались вклады от промежуточных перерассеяний, а также эффекты двух тел (two-body effects) в когерентном канале. В заключение хотелось бы отметить, что в будущем представленная модель может быть заметно улучшена за счет включения в рассмотрение каналов фоторасщепления дейтрона и рождения η -мезона.

Автор выражает благодарность Н.З. Акопову и Е.М. Дарвишу за полезные обсуждения, замечания и критику рукописи этой статьи. Я также признателен

Е.М. Дарвишу за предоставление материалов по описанию некогерентных каналов рассмотренной реакции.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S.B.Gerasimov**. Sov. J. Nucl. Phys., **2**, 430 (1966).
2. **S.D.Drell, A.C.Hearn**. Phys. Rev. Lett., **16**, 908 (1966).
3. **G.Altarelli, N.Cabbibo, et al.** Phys. Lett. B, **40**, 415 (1972); **S.Brodsky, I.Schmidt**. Phys. Lett. B, **352**, 344 (1995).
4. **V.Pascalutsa, B.R.Holstein, M.Vanderhaeghen**. Phys. Lett., **B600**, 239 (2004).
5. **D.Drechsel, L.Tiator**. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **54**, 69 (2004).
6. **I.Karliner**. Phys. Rev. D, **7**, 2717 (1973).
7. **C.Fernndez-Ramirez, E.Moya de Guerra, et al.** Ann. Phys. (N.Y.), **321**, 1408 (2006).
8. **C.Fernndez-Ramirez**, PhD dissertation. Universidad Complutense de Madrid, Spain, 2006.
9. **E.M.Darwish, M.Y.Hussein**. Appl. Math. & Inf. Sci., **3(3)**, 309 (2009).
10. **M.El-Zohry**, PhD dissertation, Yerevan State University, Armenia, 2011 (in press).
11. **E.M.Darwish, C.Fernndez-Ramirez, et al.** Phys. Rev. C, **76**, 044005 (2007).
12. **E.M.Darwish**. Private communication (2010).
13. **E.M.Darwish, N.Akopov, M.El-Zohry**. Submitted to Acta Phys. Polon. (2011).
14. **R.Machleidt, F.Sammarruca, Y.Song**. Phys. Rev. C, **53**, R1483 (1996); **R.Machleidt**. Phys. Rev. C, **63**, 024001 (2001).
15. **C.Amcler et al.** Phys. Lett. B, **667**, 1 (2008).
16. **O.Hanstein, D.Drechsel, L.Tiator**. Nucl. Phys. A, **632**, 561 (1998); **D.Drechsel, O.Hanstein, S.Kamalov, L.Tiator**. Nucl. Phys. A, **645**, 145 (1999); **D.Drechsel, S.Kamalov, L.Tiator**. Eur. Phys. J., **A34**, 69 (2007); MAID Program. Institute f3r Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universit3t, Mainz, Germany, <http://www.kph.uni-mainz.de/de/MAID/>.
17. **E.M.Darwish, S.S.Al-Thoyaib**. Ann. Phys., in press (2011).
18. **J.Ahrens et al.** Phys. Rev. Lett., **97**, 202303 (2006).
19. **A.Fix**. Eur. Phys. J. A, **26**, 293 (2005).

CONTRIBUTIONS OF $\gamma d \rightarrow \pi NN + \pi^0 d$ CHANNELS TO THE SPIN ASYMMETRY AND THE GERASIMOV–DRELL–HEARN INTEGRAL FOR THE DEUTERON

M. EL-ZOHRY

Contributions from the semi-exclusive channels $\gamma d \rightarrow \pi^{\pm} NN$ and $\gamma d \rightarrow \pi^0 X$ ($X = pn$ or d) to the deuteron spin asymmetry and the Gerasimov–Drell–Hearn (GDH) integral are explicitly evaluated using an enhanced elementary pion photoproduction operator and a realistic, high-precision potential model for the deuteron wave function. The sensitivity of the results to the elementary pion photoproduction operator is also investigated and considerable dependence is found. Results for the deuteron GDH integral are compared with the measurements from A2 and GDH@MAMI Collaborations.