

КОГЕРЕНТНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ $\pi^0\pi^0$ И $\pi^0\eta$ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

© 2020 г. М. В. Егоров^{1)*}

Поступила в редакцию 22.04.2020 г.; после доработки 22.04.2020 г.; принята к публикации 22.04.2020 г.

В настоящей работе систематически изучено когерентное фоторождение $\pi^0\pi^0$ и $\pi^0\eta$ на ядрах с $A \leq 7$ от порога до энергии фотонов в лабораторной системе $E_\gamma = 2$ ГэВ. Амплитуда фоторождения на ядрах строилась на основе импульсного приближения с учетом ряда процессов, ответственных за взаимодействие мезонов с ядром в конечном состоянии. Впервые в рамках единого микроскопического подхода рассчитано перерассеяние пионов $\pi N \rightarrow \pi N$ и $\pi N \rightarrow \eta N$ нуклонами-спектаторами, рождение $\pi^{+/-}\pi^0\pi^0$ и $\pi^{+/-}\pi^0\eta$ и последующее поглощение $\pi^{+/-}$ нуклонами-спектаторами, а также трехчастичное π - NN - и η - NN -взаимодействие.

DOI: 10.31857/S0044002720050116

На сегодняшний день поиск связей возбужденных состояний нуклона с мезонными модами распада, наряду с аннигиляцией протон-антипротон, играет первостепенную роль при решении проблемы “недостающих резонансов” [1, 2]. Вместе с тем фотообразование легчайших пар псевдоскалярных нейтральных мезонов в когерентных процессах на легких ядрах характеризуется еще некоторыми особенностями: i) влияние ядерного окружения на элементарный оператор фоторождения, ii) искажение выхода мезонов вследствие сильного взаимодействия мезонов с ядром в конечном состоянии. Систематического изучения этих особенностей в рамках единой унифицированной модели фоторождения пар псевдоскалярных мезонов на легких ядрах не проводилось. Вместо этого с появлением прецизионных экспериментальных данных по поляризованному полному и дифференциальному сечению [3–6] набирает популярность **независимое** моделирование реакций $\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ и $\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ по парциально-волновым каналам, связанным с тем или иным барионным резонансом. В когерентных процессах фоторождения $\pi^0\pi^0$ и $\pi^0\eta$ на легких ядрах влияние ядерного окружения проявляется как в модификации самого оператора рождения в зависимости от атомного номера ядра-мишени, так и в проявлении нерезонансных вкладов, меняющих форму дифференциального по инвариантной массе мезонов сечения [7] или увеличивающих его абсолютную величину [8]. Наличие сильных

нерезонансных вкладов в процессах $\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ и $\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, возникающих из-за взаимодействия в конечном состоянии, должно быть отражено в структуре унифицированной модели фоторождения пар $\pi^0\pi^0$ и $\pi^0\eta$. Так как процессы $\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ на ядрах с нулевым изоспином инициируются только изоскалярными фотонами, величина соответствующих полных сечений мала (порядка десятков нбн) и сравнима с вкладом от фотообразования $\pi^0\pi^0\pi^0$ [9] в той же энергетической области. Роль тройного образования мезонов с последующим поглощением одного из них нуклонами-спектаторами в когерентных процессах $\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ и $\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ ранее не была изучена.

В настоящей работе впервые рассмотрено влияние на полные сечения процессов $\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ и $\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ наиболее вероятных механизмов взаимодействия мезонов с ядром с $A \leq 7$ в конечном состоянии, а также процессов фоторождения трех мезонов $\pi^{+/-}\pi^0\pi^0$ и $\pi^{+/-}\pi^0\eta$ с последующим поглощением заряженных пионов $\pi^{+/-}$ нуклонами-спектаторами. Кроме этого, на примере когерентных процессов $d(\gamma, \pi^0\pi^0)d$ и $d(\gamma, \pi^0\eta)d$ кратко изучено влияние трехчастичных π - NN - и η - NN -сил.

Когда энергия фотона в лабораторной системе намного превосходит энергию связи нуклона в ядре, а импульсы образующихся π^0 - и η -мезонов заметно больше среднего импульса связанных в ядре нуклонов, то для нахождения матричных элементов оператора фоторождения $\pi^0\pi^0$ и $\pi^0\eta$ на ядре разумно использовать импульсное приближение. В рамках этого приближения фоторождение на ядре аппроксимируется когерентной суммой операторо-

¹⁾РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия.

*E-mail: egorovphys@mail.ru

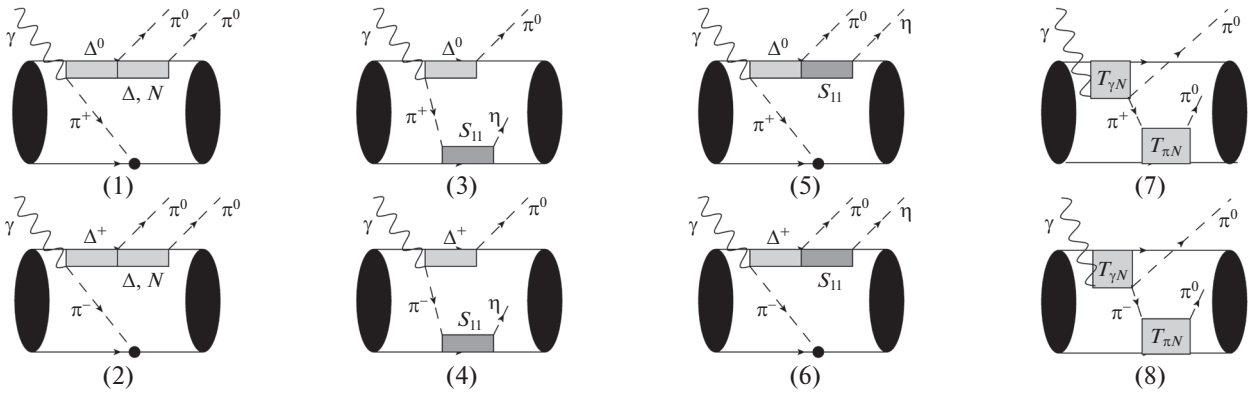


Рис. 1. Лидирующие вклады в фоторождение $\pi^{+/-}\pi^0\pi^0$ (диаграммы 1, 2) и $\pi^{+/-}\pi^0\eta$ (диаграммы 5, 6), а также перерассеяние $\pi^{+/-}N \rightarrow \eta N$ (диаграммы 3, 4) и $\pi^{+/-}N \rightarrow \pi^0 N$ (диаграммы 7, 8). Овалами на диаграммах обозначена связанная в ядре пара нуклонов.

ров квазисвободного фоторождения на отдельных нуклонах ядра. Амплитуда фоторождения $\pi^0\pi^0$ и $\pi^0\eta$ на нуклоне факторизуется в виде

$$T_{\gamma N} = F_{\gamma N \rightarrow N^*(J,L)} G_{N^*(J,L)} \times \quad (1)$$

$$\times F_{F^*(J,L) \rightarrow sM^*} G_{M^*} F_{M^* \rightarrow tN},$$

в котором отражена сильная связь резонанса $N^*(J,L)$ (со спином J и орбитальным моментом L) с мезоном $s \in (\pi^0, \eta)$ и промежуточным резонансом $M^* \in (\Delta(1232), S_{11}(1535))$. Связь промежуточного резонанса M^* с мезонами $t \in (\eta, \pi^0)$ и нуклоном N формирует конечное состояние для однонуклонного оператора фоторождения. Более точно конечные $2\pi^0 N$ - и $\pi^0\eta N$ -состояния формируются в результате распада промежуточных квазидвухчастичных состояний $\pi\Delta$, σN для $2\pi^0 N$ и $\eta\Delta$, $\pi S_{11}(1535)$, $a_0(980)N$ для $\pi^0\eta N$ соответственно. Выражения для электромагнитных $F_{\gamma N \rightarrow N^*(J,L)}$ и адронных $F_{N^*(J,L) \rightarrow sM^*}$, $F_{M^* \rightarrow tN}$ вершинных функций получены в рамках нерелятивистской изобарной модели [10] с борновскими и резонансными вкладами, рассчитываемыми в древесном приближении. Данная модель нами была расширена на канал $\pi^0\eta$ включением дополнительных резонансов $N(1710)\frac{1}{2}^+$, $N(1880)\frac{1}{2}^+$, $N(1900)\frac{1}{2}^+$, $N(2100)\frac{1}{2}^+$, $\Delta(1900)\frac{1}{2}^-$, $\Delta(1905)\frac{5}{2}^+$, $\Delta(1920)\frac{3}{2}^+$, $\Delta(1940)\frac{3}{2}^-$. Пропагаторы барионных резонансов $G_{N^*(J,L)}$ и G_M находились в простой брейт-вигнеровской форме. Отсутствие сильных борновских вкладов в фоторождении $\pi^0\pi^0$ и $\pi^0\eta$, а также сильная зависимость полного сечения от типа ядра-мишени приводят к необходимости учитывать дополнительные по отношению к импульсному приближению механизмы, представленные на рис. 1.

Приведенные на рис. 1 вклады входят отдельно-ми слагаемыми в полную амплитуду T фоторождения на ядре:

$$T = T_{IA} + T_{MS} + T_{MMA} + T_{MVF}. \quad (2)$$

В (2) T_{IA} — элементы оператора фоторождения в импульсном приближении на ядре, T_{MS} — слагаемое, учитывающее мезонное рассеяние на одном или нескольких нуклонах-спектаторах, T_{MMA} — расширенный оператор фоторождения $\pi^{+/-}\pi^0\pi^0$ и $\pi^{+/-}\pi^0\eta$ с последующим поглощением заряженных пионов $\pi^{+/-}$ нуклонами-спектаторами, T_{MVF} — вклад многочастичного взаимодействия замедленных мезонов с ядром в конечном состоянии. Детали расчета отдельных слагаемых формулы (2) приведены в работе [11]. В первом приближении, среди процессов, ответственных за взаимодействие в конечном состоянии, важны те, представленные на рис. 1, которые содержат вершину Δ Кролл–Рудермана. По этой причине обмен заряженными пионами в $NN \rightarrow NN$ должен приводить к росту полного сечения процессов $d(\gamma, \pi^0\pi^0)d$ и $d(\gamma, \pi^0\eta)d$. Именно этот рост мы и наблюдаем из данных рис. 2 при включении величин T_{MMA} . При этом фильтрующее действие дейтрона, как ядра с нулевым изоспином, отсеивает механизмы 7–8, изображенные на рис. 1. По этой причине обычное для мезонной оптики поглощение пионов нуклонами-спектаторами в случае процесса $d(\gamma, \pi^0\pi^0)d$ исключено. Феноменологическая волновая функция дейтрона находилась по анализу работы [15]. Фазовые сдвиги N -рассеяния, полученные на основе такой функции, согласуются с экспериментальными данными вплоть до кинетической энергии одного из нуклонов 500 МэВ в лабораторной системе.

Учет трехчастичных π - NN - и η - NN -сил по модели [8, 11] представлен на рис. 2 сплошной

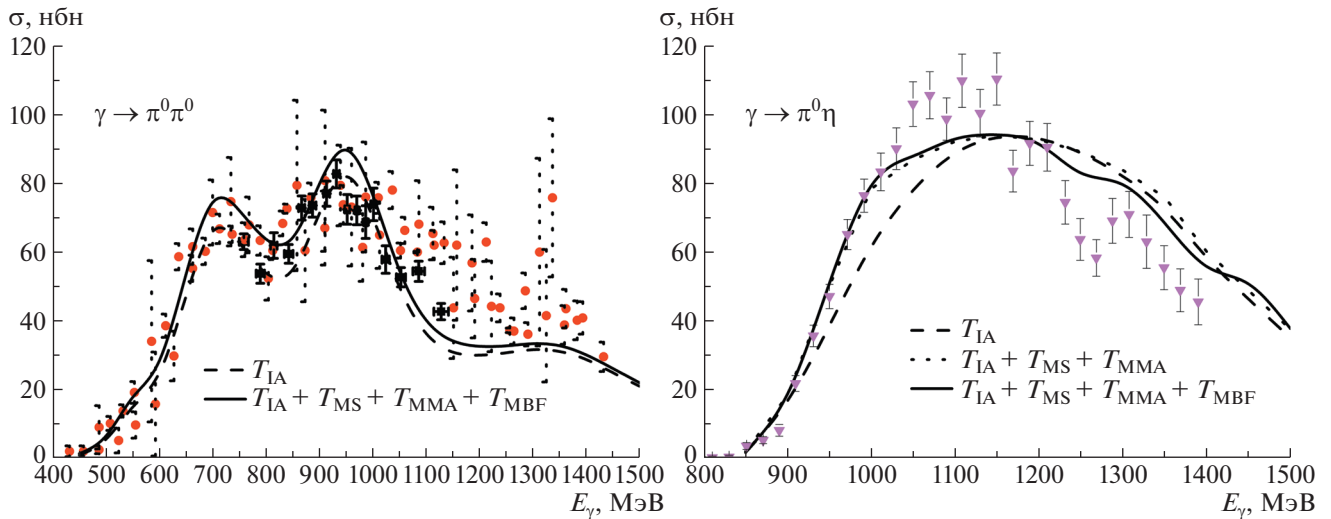


Рис. 2. Полное сечение $d(\gamma, \pi^0 \pi^0) d$ (а) и $d(\gamma, \pi^0 \eta) d$ (б). Предварительные данные для $d(\gamma, \pi^0 \pi^0) d$ — точки [12], квадраты [13]. Данные для $d(\gamma, \pi^0 \eta) d$ [14].

линией. Вклады трехчастичных сил оказываются ничтожными для процесса $d(\gamma, \pi^0 \pi^0) d$ (результат на рис. 2 сливается с расчетом без них). В то же время η - NN -взаимодействие оказывается существенным для процесса $d(\gamma, \pi^0 \eta) d$ не только в области $E_\gamma < 1$ ГэВ [8], но и в области $E_\gamma > 1.2$ ГэВ, где учет трехчастичных сил приводит к уменьшению полного сечения. Как показали наши расчеты, в области кинетической энергии η мезона $T_\eta < 5$ МэВ существенную роль играет зависимость интенсивности N -взаимодействия от полной энергии ηN -системы.

Для ядер с $A > 2$ ключевое значение в описании сечений когерентных процессов $\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$ и $\gamma \rightarrow \pi^0 \eta$ приобретает волновая функция ядра-мишени. Для ядер с $A > 4$, по-видимому, уже оболочечная модель с промежуточной S -связью качественно передает поведение полного сечения фоторождения пионов с ростом энергии фотонов. Полное сечение ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^0 \pi^0) {}^6\text{Li}$ того же порядка, что и $d(\gamma, \pi^0 \pi^0) d$, в то же время поведение ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0 \pi^0) {}^4\text{He}$ отличается заметно. Такое же влияние волновой функции ядра-мишени прослеживается и для процессов ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0 \eta) {}^4\text{He}$ и ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^0 \eta) {}^6\text{Li}$.

В настоящей работе мы впервые представили систематический подход для поиска сечений когерентного фоторождения пар псевдоскалярных мезонов $\pi^0 \pi^0$ и $\pi^0 \eta$ на легких ядрах. Элементарные операторы фоторождения рассчитывались на основе изобарной модели с промежуточными барионными и мезонными резонансами, адронные кон-

станты связи которых подбирались исходя из наилучшего описания полных сечений процессов $\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$ и $\gamma \rightarrow \pi^0 \eta$ на протонах и дейтронах. В настоящей работе кратко представлены основные результаты учета эффектов взаимодействия мезонов с ядром дейтерия в конечном состоянии, среди которых впервые рассчитаны вклады от образования $\pi^{+/-} \pi^0 \pi^0$ и $\pi^{+/-} \pi^0 \eta$ с последующим поглощением заряженных пионов $\pi^{+/-}$ нуклонами-спектаторами. Вклад этого нерезонансного по своей природе эффекта оказывается важным для обоих процессов $\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$ и $\gamma \rightarrow \pi^0 \eta$ на легчайших ядрах в широкой области энергий. С ростом атомного номера ядра-мишени величина этого эффекта уменьшается.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-02-00004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Capstick and W. Roberts, Phys. Rev. D **49**, 4570 (1994).
2. E. Klempt and J.-M. Richard, Rev. Mod. Phys. **82**, 1095 (2010).
3. V. Sokhoyan, AIP Conf. Proc. **1432**, 405 (2012).
4. V. Sokhoyan *et al.* (A2 Collab. at MAMI), Phys. Rev. C **97**, 055212 (2018).
5. The CBELSA/TAPS Collab. (E. Gutz *et al.*), Eur. Phys. J. A **50**, 74 (2014).
6. A. Käser, M. Dieterle, L. Witthauer, S. Abt, P. Achenbach, P. Adlarson, F. Afzal, Z. Ahmed, J. Ahrens, J. R. M. Annand, H. J. Arends, M. Bashkanov, R. Beck, M. Biroth, N. S. Borisov, A. Braghieri, *et al.*, Phys. Lett. B **786**, 305 (2018).

7. Y. Maghrbi, R. Gregor, S. Lugert, J. Ahrens, J. R. M. Annand, H. J. Arends, R. Beck, V. Bekrenev, B. Boillat, A. Braghieri, D. Branford, W. J. Briscoe, J. Brudvik, S. Cherepnaya, R. Codling, E. J. Downie, *et al.*, Phys. Lett. B **722**, 69 (2013).
8. M. Egorov and A. Fix, Phys. Rev. C **88**, 054611 (2013).
9. A. Starostin, I. M. Suarez, B. M. K. Nefkens, J. Ahrens, J. R. M. Annand, H. J. Arends, K. Bantawa, P. A. Bartolome, R. Beck, V. Bekrenev, A. Braghieri, D. Branford, W. J. Briscoe, J. Brudvik, S. Cherepnaya, M. Dieterle, *et al.*, arXiv: 1101.3744 [nucl-ex].
10. A. Fix and H. Arenhövel, Eur. Phys. J. A **25**, 115 (2005).
11. M. Egorov, Phys. Rev. C (to be printed) (2020).
12. I. Jaegle, *14th CB Meeting, Edinburgh, 2009*.
13. T. Ishikawa, H. Fujimura, H. Fukasawa, R. Hashimoto, Q. He, Y. Honda, T. Iwata, S. Kaida, H. Kanda, J. Kasagi, A. Kawano, S. Kuwasaki, K. Maeda, S. Masumoto, M. Miyabe, F. Miyahara, *et al.*, Phys. Lett. B **789**, 413 (2019).
14. A. Käser, J. Ahrens, J. R. M. Annand, H. J. Arends, K. Bantawa, P. A. Bartolome, R. Beck, V. Bekrenev, H. Berghäuser, A. Braghieri, D. Branford, W. J. Briscoe, J. Brudvik, S. Cherepnaya, S. Costanza, B. Demissie, *et al.*, Phys. Lett. B **748**, 244 (2015).
15. R. Machleidt, K. Holinde, and Ch. Elster, Phys. Rep. **149**, 1 (1987).

COHERENT PHOTOPRODUCTION OF NEUTRAL PSEUDOSCALAR MESONS $\pi^0\pi^0$ AND $\pi^0\eta$ ON LIGHT NUCLEI

M. V. Egorov

Federal State Unitary Enterprise “Russian Federal Nuclear Center — Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics”, Snezhinsk, Russia

We systematically studied coherent photoproduction of $\pi^0\pi^0$ and $\pi^0\eta$ on nuclei with masses $A \leq 7$ from threshold up to photon energy $E_\gamma = 2$ GeV in laboratory frame. Photoproduction amplitude is constructed under the impulse approximation with the inclusion of processes governing meson-nucleus final state interaction. For the first time within the unified microscopic model it is calculated pion rescattering $\pi N \rightarrow \pi N$ and $\pi N \rightarrow \eta N$ by nucleons-spectators, production of $\pi^{+/-}\pi^0\pi^0$ and $\pi^{+/-}\pi^0\eta$ followed by absorption $\pi^{+/-}$ by nucleons-spectators, and also three-body $\pi-NN$ and $\eta-NN$ interaction.