

ФОТОРОЖДЕНИЕ π^0 НА ЯДРЕ ${}^7\text{Li}$ В ОБЛАСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЕРВОГО πN -РЕЗОНАНСА

© 2019 г. В. А. Трясучёв*, А. Г. Кондратьева, А. С. Гоголев

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия

Поступила в редакцию 26.11.2018 г.; после доработки 26.11.2018 г.; принята к публикации 26.11.2018 г.

Для объяснения упругого фотообразования π^0 -мезона на ядре ${}^7\text{Li}$ в области энергий возбуждения $\Delta(1232)3/2^+$ -резонанса предлагается новая интерпретация когерентного фоторождения пионов на ядрах с двумя и более оболочками, ввиду особенности неупругого фоторождения π -мезона на нуклоне. Когерентность от нуклонов разных оболочек ядра оставляется, но когерентность от всех нуклонов убирается, так как в одинаковых фазах нуклоны разных оболочек после образования на них пионов находиться не могут в силу разных условий их пребывания в ядре. При таком предположении удалось получить непротиворечивое описание всех экспериментальных данных, если добавить учет взаимодействия образующихся вместе с π^0 -мезонами Δ -изобар в ядре.

DOI: 10.1134/S0044002719020144

В работе рассматриваются дифференциальные сечения упругого фоторождения π^0 -мезонов на легких ($A < 16$) ядрах, в которых ядра остаются в неизменном состоянии:

$$\gamma + A \rightarrow \pi^0 + A. \quad (1)$$

В недавнем прошлом выделение таких реакций с учетом тормозного спектра γ -квантов было безнадежным делом, так как расстояния между уровнями возбужденных ядер небольшие. Поэтому теоретикам приходилось довольствоваться очень скудными экспериментальными данными.

В работе [1] в рамках импульсного приближения получено выражение для амплитуд реакций (1) с любыми квантовыми числами начального и конечного ядер при использовании ядерной модели оболочек с промежуточной связью [2], которая достаточно хорошо воспроизводила статические свойства p -оболочечных ядер. При микроскопическом описании взаимодействий частиц с ядрами импульсное приближение принимается естественно [3].

Благодаря значительному прогрессу в регистрации нейтральных мезонов [4, 5] стали возможны измерения сечений фоторождения нейтральных мезонов на ядрах с возбуждением стационарных уровней. Так, в работе [6] были измерены дифференциальные сечения реакций фоторождения π^0 -мезонов на ядре ${}^7\text{Li}$ с возбуждением уровня при энергии $\varepsilon = 0.48$ МэВ,

$$\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow \pi^0 + {}^7\text{Li}^* \quad (\varepsilon = 0.48 \text{ МэВ}), \quad (2)$$

и упругого фоторождения π^0 -мезонов,

$$\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow \pi^0 + {}^7\text{Li} \quad (\varepsilon = 0), \quad (3)$$

в области энергий возбуждения $\Delta(1232)3/2^+$ -резонанса, разделить которые, правда, еще не позволило энергетическое разрешение установки, но все другие каналы реакции с возбуждением ядра ${}^7\text{Li}$ отделялись от каналов (2) и (3).

Естественно было приложить теоретические исследования работы [1] к анализу результатов этого эксперимента. Такая попытка была сделана в работе [7], но результаты вычислений сильно отличались от экспериментальных дифференциальных сечений. А именно, вычисленные сечения реакции (3) были выше экспериментальных в 5–7 раз (рис. 1). Такое различие не объяснишь отсутствием учета в расчетах работы [7] взаимодействия пиона в конечном состоянии, которое уменьшает сечения фоторождения пионов только в 2 раза [9]. Отметим, что вычисленное сечение с возбуждением стационарного уровня $\varepsilon = 0.48$ МэВ в ${}^7\text{Li}$ во много раз меньше сечения упругого фоторождения π^0 -мезонов. Поэтому речь пойдет, главным образом, о сечении упругого фоторождения пионов на ядре ${}^7\text{Li}$.

В работе [1] на примере вычислений сечений упругого фоторождения π^0 на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ доказываем, что точно вычисленные сечения упругого фоторождения пионов в области фотовозбуждения $\Delta(1232)3/2^+$ -резонанса на ядрах с $A \leq 16$, в оговоренных рамках, хорошо аппроксимируются простой формулой, основанной на модели

*E-mail: tva@tpu.ru

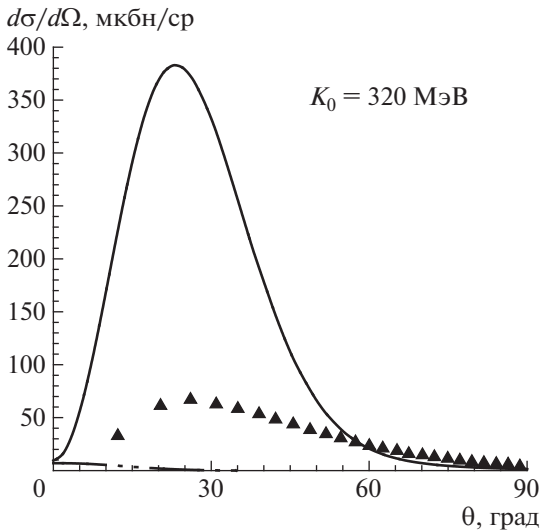


Рис. 1. Дифференциальные сечения реакции $\gamma^7\text{Li} \rightarrow \pi^0 \text{}^7\text{Li}$ в системе ц. м. для энергии $K_0 = 320$ МэВ налетающих γ -квантов в л. системе, вычисленные в импульсном приближении с амплитудами процессов $\gamma N \rightarrow \pi N$ из работы [8]. Кривые: сплошная — результат расчета в ядерной модели оболочек с учетом движения нуклона в начальном ядре, две точки-штрих — сечения неупругой реакции $\gamma^7\text{Li} \rightarrow \pi^0 \text{}^7\text{Li}^*$ ($\varepsilon = 0.48$ МэВ), вычисленные при тех же условиях. Экспериментальные данные из работы [6] — сумма дифференциальных сечений реакций (2) и (3).

оболочек ядер и знании амплитуды элементарного процесса $\gamma N \rightarrow \pi N$ при рассматриваемых энергиях:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx A^2 K \frac{1}{2} \sum_{\lambda} |H^{00}(\lambda)|^2 \times \left[\frac{4}{A} F_{00}(p) + \frac{A-4}{A} F_{01}(p) \right]^2. \quad (4)$$

Здесь A — массовое число ядра, K — кинематический множитель, который содержит суммирование по спинам конечного и усреднение по спинам начального ядра, H^{00} — изовекторная часть спин-независимой амплитуды фоторождения пионов на нуклонах, которая целиком может быть представлена в тензорном виде:

$$H^{00} + H^{01}\tau + H^{10}\sigma + H^{11}\sigma\tau \quad (5)$$

(σ — спиновый и τ — изоспиновый операторы нуклона [1]), λ — индекс поляризации фотона, F_{00} , F_{01} — формфакторы s - и p -оболочек ядер, которые в ядерной модели с осцилляторным потенциалом имеют наиболее простой вид:

$$F_{00} = \exp[-(A-1)/Ap^2 r_0^2], \quad (6)$$

$$F_{01} = (1 - 1/6p^2 r_0^2) \exp[-(A-1)/Ap^2 r_0^2],$$

где $p = |\mathbf{p}|$ — переданный ядру трехмерный импульс при фотообразовании мезона, r_0 — ядерный осцилляторный параметр. Для ядра ${}^7\text{Li}$ он брался равным 1.76 Фм в соответствии со среднеквадратичным радиусом этого ядра $R_{\text{rms}} = 1.92$ Фм. Чтобы не потонуть в деталях точного учета сохранения углового момента фоторождения пионов на ядре, будем вычислять сечения реакций упругих фоторождений по приближенной формуле, ставя перед собой цель — корректное описание экспериментальных данных работы [6] от порога реакции до $K_0 \approx 400$ МэВ. Результат вычисления сечения реакции (3) по формуле (4) показан точечной кривой на рис. 2. Согласие с экспериментом, как и следовало ожидать, при всех энергиях налетающих γ -квантов такое же плохое, как и вычисленных сечений в работе [7] (сравнить с рис. 1). Нельзя ожидать, что точный учет взаимодействия в конечном состоянии π^0 с ядром ${}^7\text{Li}$ улучшит согласие рассчитанных сечений с экспериментальными из работы [6]. Так, известно, что взаимодействие пионов низких энергий с нуклонами, а значит и с ядром — слабое, и его учет мало изменит вычисленное нами сечение в пороге (см. левую верхнюю часть рис. 2). А при энергии фотонов в резонансе $\Delta(1232)3/2^+$ -взаимодействие в конечном состоянии, например, метод искаженных мезонных волн и перерасеяния рожденных пионов не могут уменьшить вычисленное плосковолновое сечение в десять раз (см. левую нижнюю часть рис. 2). Опирируя результатами прошлых теоретических исследований реакций фоторождения π^0 на ядрах, заходим в тупик. Искать выход из тупика надо не пытаясь уточнять взаимодействие пионов с ядрами, а более кардинально.

При вычислении амплитуд и сечений упругих реакций типа (1) в работах [1, 6, 7] молчаливо предполагалось, что фоторождение нейтральных мезонов должно быть и когерентным от нуклонов всего ядра, т.е. от нуклонов s - и p -оболочек, как в формуле (4). А если предположить, что π^0 -мезоны могут образовываться фотонами когерентно от нуклонов только одной оболочки, но не могут образовываться когерентно от нуклонов разных оболочек ядра. Тогда сечение реакции (3) можно представить (оставаясь в рамках приближений (4)–(6)) в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx A^2 K \sum \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\lambda} |H^{00}(\lambda)|^2 \left[\frac{4}{A} F_{00}(p) \right]^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} |H^{00}(\lambda) - 1/3 H^{01}(\lambda)|^2 \left[\frac{A-4}{A} F_{01}(p) \right]^2 \right\}, \quad (7)$$

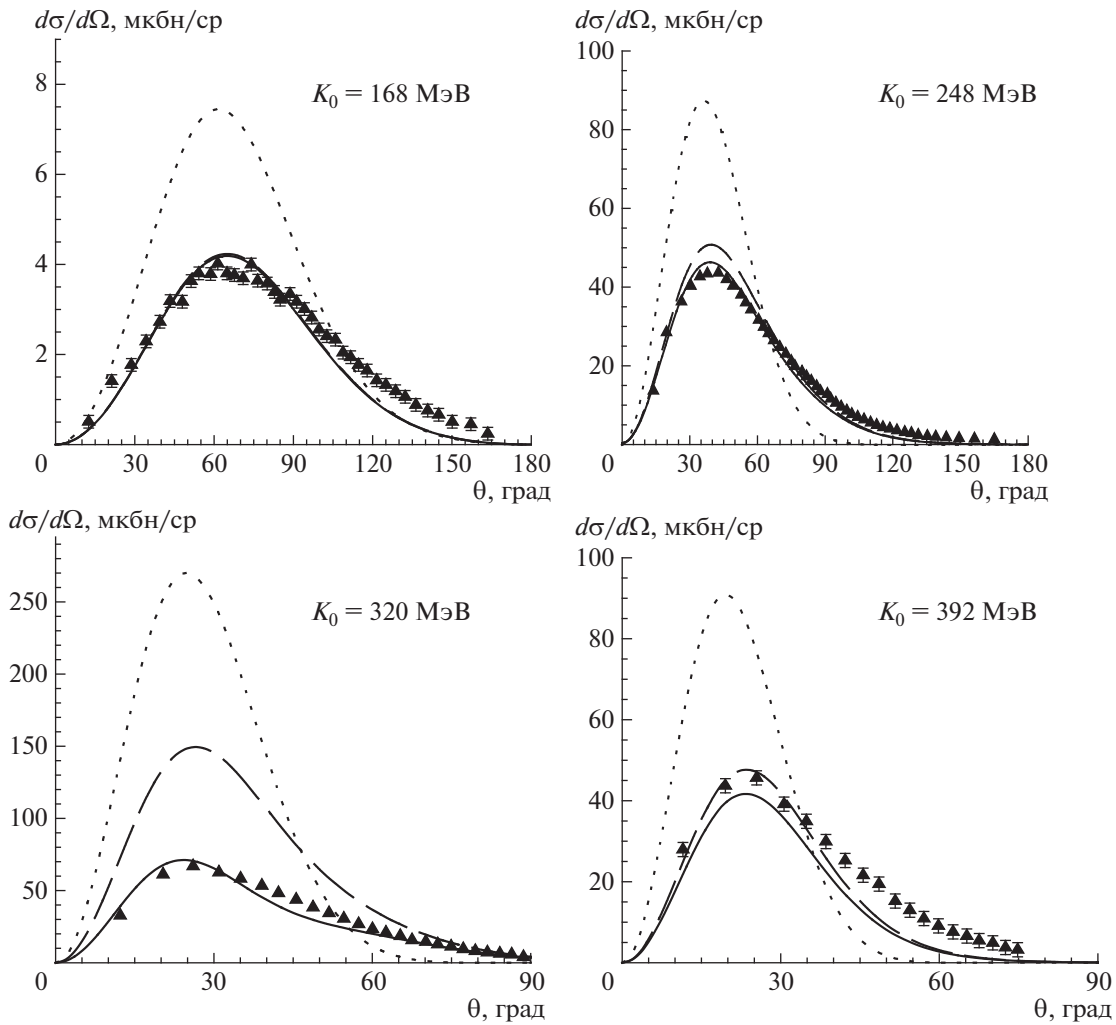


Рис. 2. Дифференциальные сечения реакции $\gamma{}^7\text{Li} \rightarrow \pi^0{}^7\text{Li}$ в системе ц. м. для разных энергий налетающих γ -квантов в л. системе, вычисленные в импульсном приближении с амплитудой процессов $\gamma N \rightarrow \pi N$ из работы [8] и осциляторным параметром ядра ${}^7\text{Li}$, указанными в тексте без учета ферми-движения нуклонов ядра. Точечные, штриховые и сплошные кривые — вычисления по формулам (4), (7) и (9). Экспериментальные данные работы [6].

где сумма перед скобками опять подразумевает суммирование по конечным и усреднение по начальным спинам всего ядра. Эта формула принципиально отличается от формулы (4). За когерентное образование π^0 -мезонов от кора ядра ${}^7\text{Li}$ ответственна H^{00} — спин-изоспин независимая часть однонуклонной амплитуды (5) процессов $\gamma N \rightarrow \pi N$ и нуклоны s -оболочки, а за когерентное образование π^0 от нуклонов p -оболочки ядра ${}^7\text{Li}$ ответственна $(H^{00} - 1/3H^{01})$. Однако и в этом случае вычисленные сечения реакции $\gamma{}^7\text{Li} \rightarrow \pi^0{}^7\text{Li}$ для обсуждаемых энергий налетающих фотонов оказались несколько выше экспериментальных, особенно в резонансе. Но угловые распределения мезонов стали соответствовать экспериментальным (см. штриховые кривые на рис. 2).

Полагая, что подавление сечения фоторождения π^0 -мезонов на ядрах в области $\Delta(1232)3/2^+$ -резонанса обусловлено сильным поглощением образующихся фотонами Δ_{33} -изобар внутри ядра до их распада в $\pi^0 N$, мы учли это поглощение феноменологически с помощью множителя:

$$D = 1 - \beta \left(\frac{(\Gamma/2)^2}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \right)^2, \quad (8)$$

где W — полная энергия системы фотон—ядро для энергии налетающих фотонов K_0 , а W_0 — полная энергия этой системы для фотонов энергии $K_0^* = 325$ МэВ; $\Gamma = 120$ МэВ — ширина свободной Δ_{33} -изобары, β — подгоночный параметр, который выбирался в этой работе для согласования с

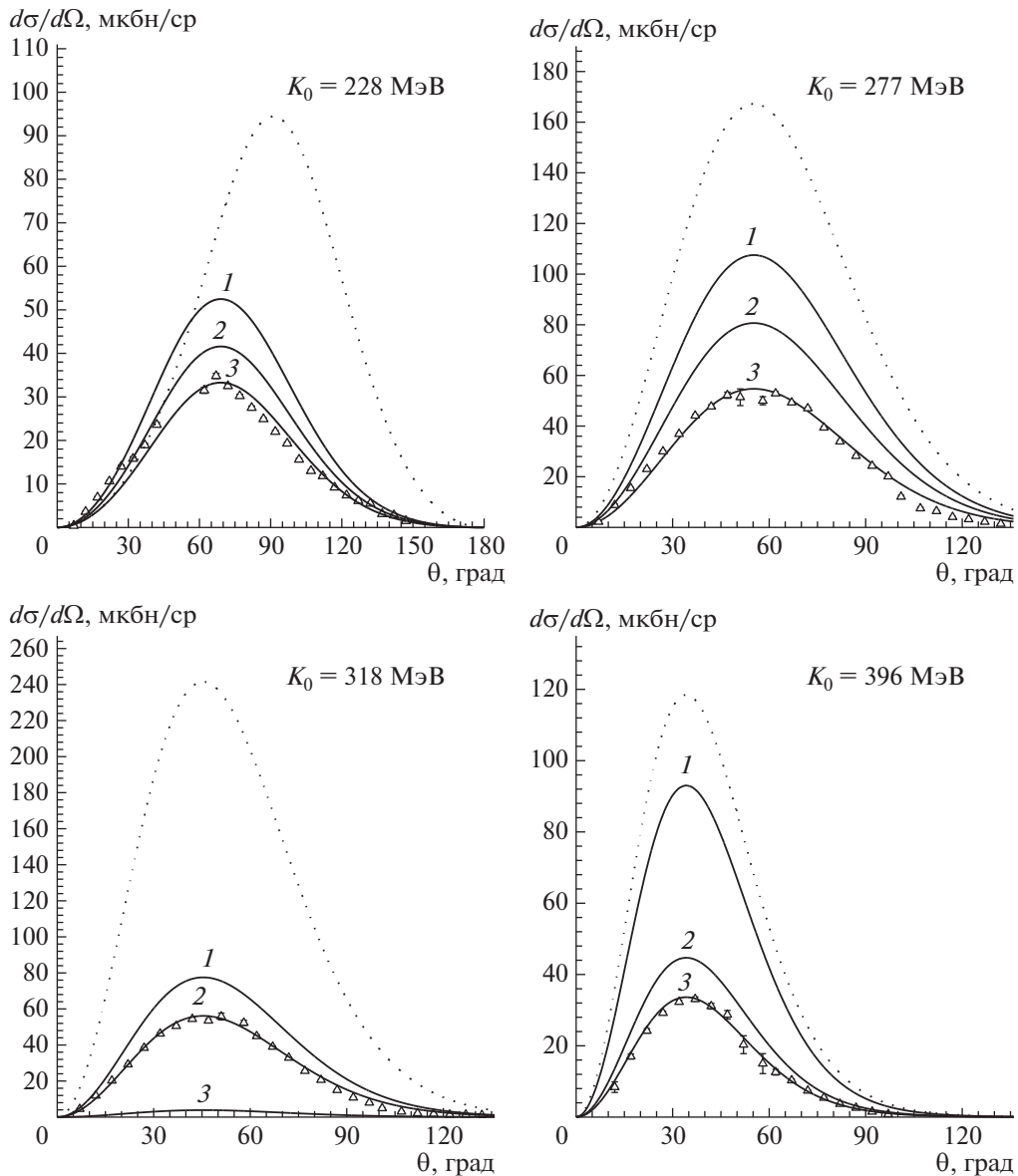


Рис. 3. Дифференциальные сечения реакции $\gamma^4\text{He} \rightarrow \pi^0\ ^4\text{He}$ в системе ц. м. для разных энергий налетающих γ -квантов в л. системе, вычисленные в импульсном приближении с амплитудой процессов $\gamma N \rightarrow \pi N$ из работы [8] и осцилляторными параметрами ядра ^4He $r_0 = 1.38$ Фм. Кривые: точечные — сечения в импульсном приближении ($\beta = 0$), сплошные — сечения в импульсном приближении для $K_0 = 228$ МэВ (при $\beta = 0.69$ (1); 2.0 (2); 3.0 (3)), для $K_0 = 277$ МэВ (при $\beta = 0.69$ (1); 1.0 (2); 1.3 (3)), для $K_0 = 318$ МэВ (при $\beta = 0.69$ (1); 0.78 (2); 1.0 (3)), для $K_0 = 396$ МэВ (при $\beta = 0.69$ (1); 2.0 (2); 2.3 (3)). Экспериментальные данные из работы [12].

экспериментом, равным 0.69. Согласно вышепри-
веденному, выражение для сечения упругого фото-
рождения π^0 -мезонов на ядре с массовым числом
 A будет

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx A^2 K \sum \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\lambda} |H^{00}(\lambda)|^2 \left[\frac{4}{A} F_{00}(p) \right]^2 D + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} |H^{00}(\lambda) - 1/3 H^{01}(\lambda)|^2 \left[\frac{A-4}{A} F_{01}(p) \right]^2 \right\}, \quad (9)$$

где для ^7Li $A = 7$. Первое слагаемое есть вклад в сечение когерентного рождения π^0 -мезонов фотонами от α -кора ядра за минусом взаимодействия образовавшихся Δ -изобар с соседними нуклонами до образования мезонов, а второе — от оставшихся трех p -оболочечных нуклонов этого ядра.

Вопрос об описании экспериментальных дифференциальных сечений упругого фоторождения нейтральных пионов от спин-изоспин нулевых ядер

${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ в обсуждаемой области энергий возник у авторов работ [9, 10, 11]. Метод искаженных мезонных волн, применяемый ими к реакциям

$$\gamma^4\text{He} \rightarrow \pi^0 {}^4\text{He}, \quad \gamma^{12}\text{C} \rightarrow \pi^0 {}^{12}\text{C}, \quad (10)$$

не давал нужного уменьшения сечений этих реакций для согласования с экспериментами. Поэтому авторы работ [9, 10] наряду с “точным” методом искаженных волн (DWIA) учитывали поглощение возбужденных внутри ядра Δ -изобар по формуле, напоминающей выражение (8). Это подтверждает наше предположение о сильном поглощении родившихся изобар, не распавшихся в $\pi^0 N$ -пару внутри ядер.

Заметим, что авторам работы [6] также не удалось удовлетворительно объяснить свои результаты измерений вычисленными сечениями когерентного фоторождения π^0 -мезонов на всем ядре. К объяснению экспериментальных данных они привлекли гипотезу о различии среднеквадратичных радиусов распределений нуклонов s - и p -оболочек ядра ${}^7\text{Li}$, отойдя от общепринятых в литературе [6].

Результаты наших вычислений дифференциальных сечений реакции (3) с плоскими мезонными волнами для четырех энергий налетающих фотонов: вблизи порога $K_0 = 168$ МэВ, перед первым πN -резонансом $K_0 = 248$ МэВ, в резонансе $K_0 = 320$ МэВ и за резонансом $K_0 = 392$ МэВ показаны сплошными кривыми на рис. 2. И величина дифференциальных сечений, и угловые распределения пионов в них во всей рассматриваемой области энергий стали соответствовать экспериментальным, если для вычисления сечения реакции $\gamma^7\text{Li} \rightarrow \pi^0 {}^7\text{Li}$ воспользоваться формулами (8), (9).

Рассмотренный алгоритм вычисления упругих сечений фоторождения π^0 на ядрах можно использовать для вычислений сечений реакций $\gamma^6\text{Li} \rightarrow \pi^0 {}^6\text{Li}$, $\gamma^9\text{Be} \rightarrow \pi^0 {}^9\text{Be}$, $\gamma^{14}\text{N} \rightarrow \pi^0 {}^{14}\text{N}$ и $\gamma^6\text{Li} \rightarrow \eta^6\text{Li}$, $\gamma^9\text{Be} \rightarrow \eta^9\text{Be}$, $\gamma^{14}\text{N} \rightarrow \eta^{14}\text{N}$ и других. Но метод не применим к легким ядрам с двумя заполненными оболочками, как ядро ${}^{12}\text{C}$ (с замкнутой $P_{3/2}$ -подоболочкой) и ${}^{16}\text{O}$. Однако в случае ${}^4\text{He}$, для которого имеется хорошая экспериментальная база сечений упругого фоторождения π^0 [12, 13], мы применили наш метод, записывая упругое сечение в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx A^2 K \frac{1}{2} \sum_{\lambda} |H^{00}(\lambda)|^2 \cdot D \cdot F_{00}^2(p). \quad (11)$$

При этом, если параметр β выбрать равным 0.69, то хорошего описания сечения реакции

$$\gamma^4\text{He} \rightarrow \pi^0 {}^4\text{He}, \quad (12)$$

измеренного в работе [12], не получим (см. рис. 3). Однако только с помощью варьирования параметра β добиваемся отличного описания реакции

(12). Сравнение рассчитанных по формуле (11) сечений реакции с экспериментом показано на рис. 3. Интересно, что на свободной α -частице дифференциальные сечения упругого когерентного фоторождения π^0 можно описать выражением (11), меняя подгоночный параметр β . Почему именно так зависит параметр β от энергии фотонов, чтобы описать экспериментальные данные на рис. 3, предстоит исследовать.

В заключение отметим, что использование в расчетах другого мультипольного анализа фоторождения пионов на нуклонах [14] ведет к заметному изменению вычисляемых на ядре сечения вблизи порога реакции (2), (3), но для энергии налетающих γ -квантов $K_0 > 180$ МэВ, ядерные сечения почти не изменяются в зависимости от используемых мультипольных анализов [8, 14] (см. также работу [7]).

Таким образом, результат первого точного измерения упругого фоторождения π^0 -мезонов на ядрах с ненулевыми спином и изоспином от порога реакции до энергии фотонов $K_0 \approx 400$ МэВ можно описать в традиционном импульсном приближении традиционной модели ядра [2], если отказаться от когерентности образования пионов на всех нуклонах ядра в упругой реакции, как это ранее делалось в работах [1, 6 и 7].

Работа выполнена при поддержке программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. И. Лебедев, Ю. С. Поль, В. А. Трясучёв, В. Н. Фетисов, Труды ФИАН **186**, 196 (1988) [Proceedings of the Lebedev Physics Institute Academy of Sciences of the USSR **186**, 311 (1989)].
2. S. Cohenand and D. Kurath, Nucl. Phys. **73**, 1 (1965).
3. B. Krusche, Eur. Phys. J. Spec. Topics **198**, 199 (2011).
4. A. Starostin *et al.* (The Crystal Ball Collab.), Phys. Rev. C **64**, 055205 (2001).
5. D. Watts, in *Proceedings of the 11th International Conference on Calorimetry in Particle Physics, Perugia, Italy, 2004* (World Sci., 2005), p. 560.
6. Y. Maghrbi, B. Krusche, J. Ahrens, *et al.* (The Crystal Ball at MAMI, TAPS, and A2 Collab.), Eur. Phys. J. A **49**, 38 (2013).
7. В. А. Трясучёв, Изв. вузов. Физика **56**(11-2), 33 (2013).
8. D. Drechsel, S. S. Kamalov, and L. Tiator, Eur. Phys. J. A **34**, 69 (2007).
9. A. A. Chumbalov, R. A. Eramzhyan, and S. S. Kamalov, Z. Phys. A **328**, 195 (1987).

10. D. Drechsel, L. Tiator, S. S. Kamalov, *et al.*, в сб.: *Современные проблемы физики ядра и частиц* (ИЯИ, 1999), с. 118. S. S. Kamalov, and M. Kotulla, Nucl. Phys. A **660**, 69 (1999).
11. S. S. Kamalov and T. D. Kaipov, Phys. Lett. B **162**, 260 (1985). 13. D. R. Tieger *et al.*, Phys. Rev. Lett. **53**, 755 (1984).
12. F. Rambo, P. Achenbach, J. Ahrens, H. J. Arends, R. Beck, S. J. Hall, V. Hejny, P. Jennewein, 14. M. Dugger, J. P. Ball, P. Collins, *et al.* (CLAS Collab.), Phys. Rev. C **76**, 025211 (2007).

PHOTOPRODUCTION OF π^0 ON THE ${}^7\text{Li}$ NUCLEUS IN THE REGION OF EXCITATION OF THE FIRST πN RESONANCE

V. A. Tryasuchev, A. G. Kondratyeva, A. S. Gogolev

National Research Tomsk Polytechnic University, Russia

A new interpretation of the coherent photoproduction of pions on nuclei with two or more shells is proposed in order to explain the elastic photoproduction of the π^0 meson on the ${}^7\text{Li}$ nucleus in the $\Delta(1232)3/2^+$ resonance excitation energy range, in view of the inelastic photoproduction of the pion on the nucleon. Coherence from nucleons of different shells of the nucleus is retained, but coherence from all nucleons is removed, since in the same phases the nucleons of different shells after the pions are formed on them cannot be due to different conditions of their stay in the nucleus. With this assumption, it was possible to obtain a non-contradictory description of all the experimental data by adding the interaction of Δ -isobars generated together with the π^0 mesons in the nucleus.