

Фотообразование π^+p -пар на ядре ^{16}O и изобарные конфигурации

И. В. Главанаков, П. Грабмаер⁺, Ю. Ф. Кречетов¹⁾, А. Н. Табаченко

Физико-технический институт Томского политехнического университета, 634050 Томск, Россия

⁺Физический институт Университета г. Тюбинген, D-72076 Тюбинген, Германия

Поступила в редакцию 29 ноября 2012 г.

После переработки 15 января 2013 г.

Измерен выход реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)$ в области возбуждения изобары $\Delta(1232)$ при больших импульсах, переданных остаточной ядерной системе. Экспериментальные данные интерпретируются в рамках модели, учитывающей проявления изобарных конфигураций в основном состоянии ядра ^{16}O . Рассмотрены прямые и обменные механизмы образования пионов с эмиссией одного и двух нуклонов, которые следуют из структур матриц плотности для этих реакций. Получена эмпирическая оценка вероятности образования Δ -изобары в основном состоянии ядра ^{16}O $P_\Delta = 0.019 \pm 0.003 \pm 0.003$.

DOI: 10.7868/S0370274X13040024

Ненуклонные степени свободы ядер представляют собой часть фундаментальной проблемы взаимодействия нуклонов на средних и малых расстояниях. Без их учета невозможно описать энергии связи, магнитные моменты, электромагнитные форм-факторы ядер. В настоящее время рассматривается весь спектр ненуклонных степеней свободы, от нуклон-мезонных, с которыми связаны мезонные обменные токи и изобарные конфигурации волновой функции ядра, до кварк-глюонных, связанных с многокварковыми состояниями в ядрах [1]. Эффективным инструментом изучения ненуклонных степеней свободы в основном состоянии ядер служат ядерные реакции, которые невозможно объяснить в рамках модели, предполагающей однократное взаимодействие налетающей частицы со связанными нуклонами ядра. Примером здесь могут служить реакция (π^+, π^-p) , в которой зарядовое состояние рассеиваемой частицы изменяется на $2e$, или реакции $(p, p' \pi^+p)$ и (γ, π^-n) , в которых образуется система частиц с суммарным электрическим зарядом $+2$ или -1 . Поскольку основной модой распада всех нестранных нуклонных резонансов является распад на пионы и нуклон, перечисленные процессы наиболее чувствительны к проявлениям изобарных степеней свободы. Это обстоятельство использовалось в работах [2–7] для экспериментальной оценки вероятности изобарных конфигураций P_Δ в основном состоянии ядер. Экспериментальные данные по этим реакциям обычно интерпретируются как результат

прямого выбивания изобары частицей высокой энергии.

Несмотря на длительную историю изучения изобарных конфигураций в ядрах (см. обзоры [8, 9]), малая величина вероятности P_Δ и большое количество фоновых механизмов реакции делает экспериментальное изучение изобарных конфигураций весьма непростой задачей. Имеются только четыре экспериментальные работы [3, 4, 6, 7], в которых оценивается величина примеси изобарных состояний в волновой функции p -оболочечных ядер, причем в трех из них данные получены при изучении реакций, которые инициируются адронами. При промежуточной энергии взаимодействие адронов с ядрами носит периферийный характер, существенны эффекты многократного рассеяния. С ростом атомного номера ядра влияние этих факторов увеличивается, что затрудняет интерпретацию данных. В связи с этим более перспективными являются процессы, которые инициируются реальными или виртуальными фотонами.

В настоящей работе приводятся результаты исследования реакции (γ, π^+p) на ядре ^{16}O , в которой образование π^+p -пар осуществляется реальными фотонами с энергией в области возбуждения изобары $\Delta(1232)$. В выбранной кинематической области исследуемый процесс практически полностью обусловлен изобарными конфигурациями. Предварительные результаты эксперимента были опубликованы в материалах конференции [10].

Эксперимент выполнен на пучке тормозного излучения электронов томского синхротрона при энергии электронов 450 МэВ. Экспериментальная уста-

¹⁾e-mail: krechetov@tpu.ru

новка включала два канала для регистрации положительного пиона и протона в совпадении в компланарной геометрии.

Положительные пионы со средним импульсом 181.3 МэВ/с регистрировались сильнофокусирующим магнитным анализатором, расположенным под углом 54° относительно оси пучка фотонов. Импульсный захват анализатора, определяемый телескопом из двух сцинтилляционных счетчиков, составлял 24%, угловой – $3 \cdot 10^{-3}$ ср. Импульс пиона измерялся в фокальной плоскости магнита с помощью сцинтилляционного годоскопа с точностью $\sim 2\%$.

Протоны с энергией в диапазоне $T_p = (50-130)$ МэВ регистрировались под углом $\theta_p = (75 \pm 19)^\circ$ относительно оси пучка фотонов с помощью сцинтилляционного $(\Delta E, E)$ -спектрометра. Телесный угол протонного канала, определяемый ΔE -детектором, составлял 0.25 ср. Точности измерения энергии протона T_p и угла его вылета θ_p равнялись 4 МэВ и 3° соответственно. Порог регистрации протонов около 40 МэВ определялся толщинами мишени и ΔE -счетчика.

Полная энергия пучка фотонов измерялась гаусс-квантометром с точностью 3%. Подробное описание экспериментальной установки и учитываемые поправки к выходам реакций приведены в работе [11].

Измерение выхода реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)$ выполнено в кинематической области, где средняя величина импульса, переданного остаточному ядру, составляет ~ 300 МэВ/с. Согласно модели прямого выбивания изобары в этой кинематической области можно было ожидать максимального выхода реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)^{15}\text{C}$, обусловленного изобарными конфигурациями в основном состоянии ядра ^{16}O .

На рис. 1 приведен дифференциальный выход реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)$ в зависимости от энергии протона, усредненный по импульсам пионов и углам вылета регистрируемых протонов.

Для оценки величины вклада фоновых механизмов образования π^+p -пар мы использовали модель, названную в литературе “Valencia Model” [12]. В данной модели учитываются одно-, двух- и трехнуклонные моды поглощения фотонов, образование на нуклонах одиночных пионов, а также перерассеяние пионов и нуклонов на остаточном ядре. Сплошная гистограмма на рис. 1 показывает результаты расчета выхода реакции согласно Valencia Model. Как видно, вклад фоновых механизмов в выход реакции не определяет экспериментального поведения выхо-

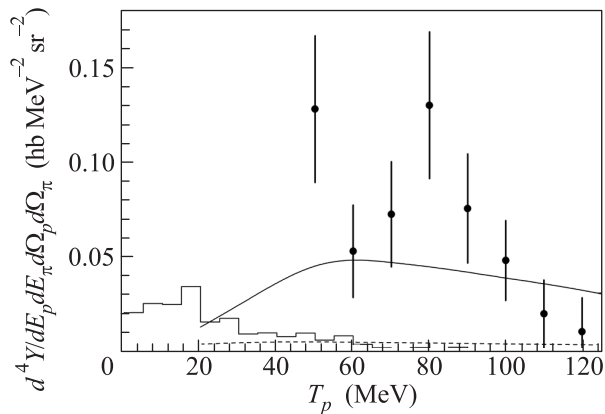


Рис. 1. Дифференциальный выход реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)$ в зависимости от кинетической энергии протона. Точки – экспериментальные данные настоящей работы. Штриховая кривая – выход реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)^{15}\text{C}$. Сплошная кривая – сумма выходов реакций $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)^{15}\text{C}$ и $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+pN)$. Гистограмма – вклад фоновых механизмов реакции согласно Valencia Model

да реакции и его величины. При энергии протонов больше 50 МэВ фоновый вклад составляет менее 3%.

Полученные в эксперименте данные для реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)B^*$ являются полуклассическими. Они включают переходы во все возможные состояния остаточной ядерной системы B^* . Спектр возбуждения остаточного ядра в этих реакциях имеет ширину в несколько десятков МэВ. Поэтому экспериментальные данные, полученные путем одновременной регистрации пиона и нуклона, могут содержать вклад событий, в которых остаточное ядро B^* дезинтегрировано. Наиболее вероятные механизмы образования пиона с таким состоянием остаточной ядерной системы в области больших переданных импульсов связаны с изобарными конфигурациями в основном состоянии ядра. Взаимодействие фотона с изобарой коррелированной ΔN -пары, образованной в ядре виртуальным переходом $NN \rightarrow \Delta N'$, может привести к эмиссии и нуклона N' . Мы рассмотрели процессы образования пиона с эмиссией одного и двух нуклонов. Анализ выполнен в рамках формализма, детально описанного для случая реакции с эмиссией одного нуклона в работах [13, 14].

Запишем дифференциальное сечение образования пиона с эмиссией n нуклонов $A(\gamma, \pi(nN))B$ в лабораторной системе координат в виде

$$d\sigma = 2\pi\delta\left(E_\gamma + M_T - E_\pi - E_R - \sum_{i=1}^n E_i\right) \times$$

$$\times \overline{|T_{fi}|^2} \frac{d^3 p_\pi}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_R}{(2\pi)^3} \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3}.$$

Здесь E_γ , E_π , E_i , E_R – энергии фотона, пиона, i -го нуклона и остаточного ядра; M_T – масса начального ядра; T_{fi} – амплитуда перехода из начального состояния, включающего фотон и ядро A , в конечное состояние, включающее пион, n нуклонов в свободном состоянии и остаточное ядро B .

Для описания состояний начальных и конечных ядер мы используем подход, развитый в работе [15] для описания характеристик основных состояний ядер. Согласно этому подходу барионы в ядре в дополнение к пространственным (\mathbf{r}), спиновым (s) и изоспиновым (t) координатам ($\mathbf{r}, s, t \equiv x$) характеризуются также внутренней координатой m ($x, m \equiv X$), которая определяет состояние бариона (является ли барион нуклоном N или изобарой Δ). Собственная волновая функция Ψ гамильтониана системы A частиц в таком подходе есть суперпозиция волновых функций, характеризующих различные внутренние конфигурации. В нашей модели мы будем учитывать две внутренние конфигурации: конфигурацию, в которой все частицы являются нуклонами, и изобарную конфигурацию, в которой одна частица является Δ -изобарой, а остальные – нуклонами. Таким образом, имеем

$$\Psi = \Psi_N + \Psi_\Delta,$$

где Ψ_N и Ψ_Δ – волновые функции нуклонной и изобарной конфигураций. Норма N_Δ волновой функции Ψ_Δ связана с вероятностью P_Δ соотношением $N_\Delta = AP_\Delta$.

Амплитуду реакции запишем в виде

$$T_{fi} = A \int d(X'_1, X_1, \dots, X_A) \Psi_F^*(X'_1, X_2, \dots, X_A) \times \\ \times \langle X'_1 | t_{\gamma\pi} | X_1 \rangle \Psi_T(X_1, \dots, X_A),$$

где Ψ_T – волновая функция начального ядра; Ψ_F – волновая функция конечной ядерной системы, включающей свободные нуклоны и остаточное ядро; $\langle X'_1 | t_{\gamma\pi} | X_1 \rangle$ – матричный элемент оператора образования пиона $t_{\gamma\pi}$ по одночастичным состояниям первой частицы; знак интеграла означает интегрирование по пространственным и суммирование по спиновым, изотопическим и внутренним переменным.

Представим волновую функцию конечной ядерной системы Ψ_F в виде антисимметризованного произведения волновой функции остаточного ядра и волновой функции, описывающей состояние свобод-

ных нуклонов. Амплитуду T_{fi} можно записать следующим образом:

$$T_{fi} = T_d - T_e,$$

где T_d – прямая амплитуда (активный барион после взаимодействия с фотоном переходит в свободное состояние); T_e – обменная амплитуда (активный барион остается в связанном состоянии).

Поскольку кинематические области, в которых основной вклад дают прямая и обменная амплитуды, существенно отличаются, при вычислении квадрата модуля амплитуды T_{fi} мы пренебрежем смешанными произведениями $T_d T_e^*$, $T_e T_d^*$.

После суммирования по состояниям остаточного ядра квадрат модуля амплитуды T_{fi} можно выразить через амплитуды элементарных процессов, описывающие взаимодействие частицы с компонентами атомного ядра, и матрицы плотности, содержащие сведения о структуре ядра и динамике процесса.

При рассмотрении элементарных процессов учитывались механизмы реакции, которые соответствуют одночастичным переходам $N \rightarrow N$ и $\Delta \rightarrow N$. В качестве одночастичного оператора перехода $N \rightarrow N$ использовался нерелятивистский оператор Бломквиста–Лаже [16]. Оператор перехода $\Delta \rightarrow N$ был найден с помощью \mathcal{S} -матричного подхода к описанию процессов $\gamma\Delta \rightarrow N\pi$ [17].

Включение в волновую функцию ядра изобарных конфигураций приводит к значительному увеличению возможных механизмов ядерных реакций. Мы рассмотрели такие механизмы реакции $A(\gamma, \pi(nN))B$, которые следуют из структуры матриц плотности для этой реакции.

В квадрате модуля прямой амплитуды T_d реакции $A(\gamma, \pi N)B$ информация о структуре ядра и механизме реакции содержится в одночастичной матрице плотности [18]:

$$\rho(X_1; \tilde{X}_1) = \int d(X_2, \dots, X_A) \Psi_T(X_1, \dots, X_A) \times \\ \times \Psi_T^*(\tilde{X}_1, X_2, \dots, X_A). \quad (1)$$

При вычислении матриц плотности мы полагаем, что в возбуждении внутренних нуклонных степеней свободы участвует только два нуклона. Волновая функция изобарной конфигурации Ψ_Δ записывалась как суперпозиция произведений волновой функции ΔN -системы, включающей изобару Δ и нуклон N (второй участник виртуального перехода $NN \rightarrow \Delta N$), и волновой функции, описывающей состояние остальных $A-2$ -нуклонов. Для описания состояния $A-2$ -нуклонов использовалась осциллятор-

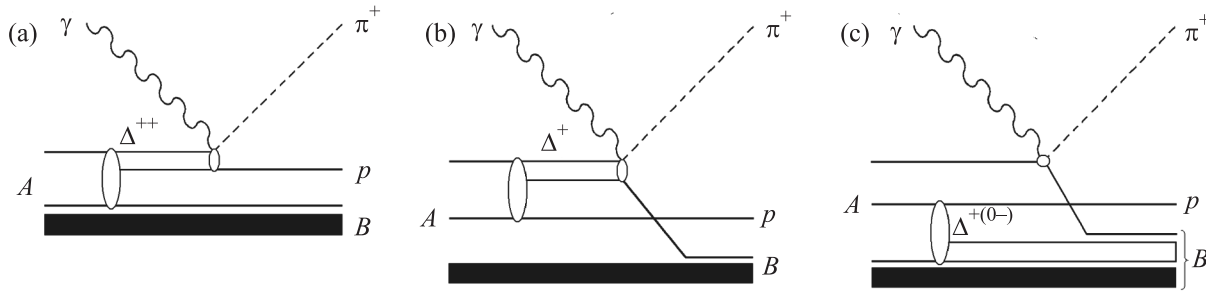


Рис. 2. Диаграммы, иллюстрирующие прямой (а) и обменные (b), (с) механизмы фотообразования π^+p -пар в реакции $A(\gamma, \pi^+p)B$

ная оболочечная модель. Волновая функция ΔN -системы находилась путем решения уравнения Шредингера для потенциала, обусловленного обменом π - и ρ -мезонами, который описывает процесс перехода $NN \rightarrow \Delta N$ [19].

Согласно [18] структура матрицы плотности (1) в общем случае соответствует четырем прямым механизмам образования пион-нуклонных пар. Однако в случае реакции (γ, π^+p) ненулевой вклад дает только один механизм реакции, который иллюстрируется диаграммой на рис. 2а. Образование π^+p -пары происходит в результате взаимодействия фотона с виртуальной изобарой Δ^{++} .

В процессе образования заряженного пиона при обменном механизме реакции нуклон, появившийся в результате перехода $\gamma B \rightarrow N\pi$, оставаясь в связанном состоянии, может перейти на уровни как выше, так и ниже уровня Ферми, на уровни, освобожденные при переходе $NN \rightarrow \Delta N$, или на уровень, освобожденный нуклоном при виртуальном распаде $A \rightarrow (A-1) + N$. Мы пренебрежем вкладом переходов на уровни ниже уровня Ферми. В таком приближении квадрат модуля обменной амплитуды T_e реакции $A(\gamma, \pi^+p)B$ выражается через двухчастичную матрицу плотности [18]. В общем случае двухчастичная матрица плотности соответствует шести обменным механизмам образования пион-нуклонных пар в реакции $A(\gamma, \pi N)B$. В кинематической области, где импульс нуклона имеет достаточно большую величину, вклад дают два механизма реакции, которые иллюстрируются диаграммами на рис. 2b и с.

На рис. 1 приведен дифференциальный выход реакции, связанный с сечением реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)^{15}\text{C}$ соотношением

$$\frac{d^4 Y}{dE_p dE_\pi d\Omega_p d\Omega_\pi} = \frac{d^3 \sigma}{dE_p d\Omega_p d\Omega_\pi} f(E_\gamma) \left| \frac{\partial E_\gamma}{\partial E_\pi} \right|.$$

Здесь $f(E_\gamma)$ – спектр тормозного излучения, нормированный как

$$\int f(E_\gamma) E_\gamma dE_\gamma = E_{\max},$$

где E_{\max} – максимальная энергия тормозного излучения электронов. Суммарный вклад прямых и обменных механизмов реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)^{15}\text{C}$, показанный на рис. 1 штриховой кривой, составил не более 10% экспериментального сечения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)B^*$, просуммированного по состояниям остаточной ядерной системы B^* .

В рамках подхода, использованного выше при анализе реакции $A(\gamma, \pi N)B$, сечение фотообразования пион-нуклонных пар в реакции $A(\gamma, \pi NN)B$ с эмиссией двух нуклонов выражается через двухчастичную матрицу плотности при прямых механизмах реакции и через трехчастичную матрицу плотности при обменных механизмах. Процесс фотообразования пиона с эмиссией двух нуклонов с учетом изобарных конфигураций в основном состоянии ядра впервые анализировался в работе [20]. В ней был рассмотрен только наиболее очевидный прямой механизм реакции $A(\gamma, \pi NN)B$, при котором пион образуется в результате взаимодействия фотона со связанной в ядре изобарой. Согласно настоящей модели в кинематической области эксперимента образование π^+p -пар в реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+pN)B$ с наибольшей вероятностью происходит путем трех прямых механизмов реакции и двух обменных, которые иллюстрируются диаграммами на рис. 3. Сплошной кривой на рис. 1 показана сумма выходов реакций $\text{O}(\gamma, \pi^+p)\text{C}$ и $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+pN)B$. Как видно, вклад процесса образования пиона с эмиссией двух нуклонов в исследуемой кинематической области является преобладающим. Согласно расчетам образование π^+p -пар в реакции с эмиссией двух нуклонов происходит в основном за счет механизмов реакции, соответствующих диаграммам на рис. 3b, с и d, из которых доминирует механизм, приведенный на рис. 3b, реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+pn)^{14}\text{C}$. При этом суммарные вклады в сечение реакции механизмов, соответствующих пря-

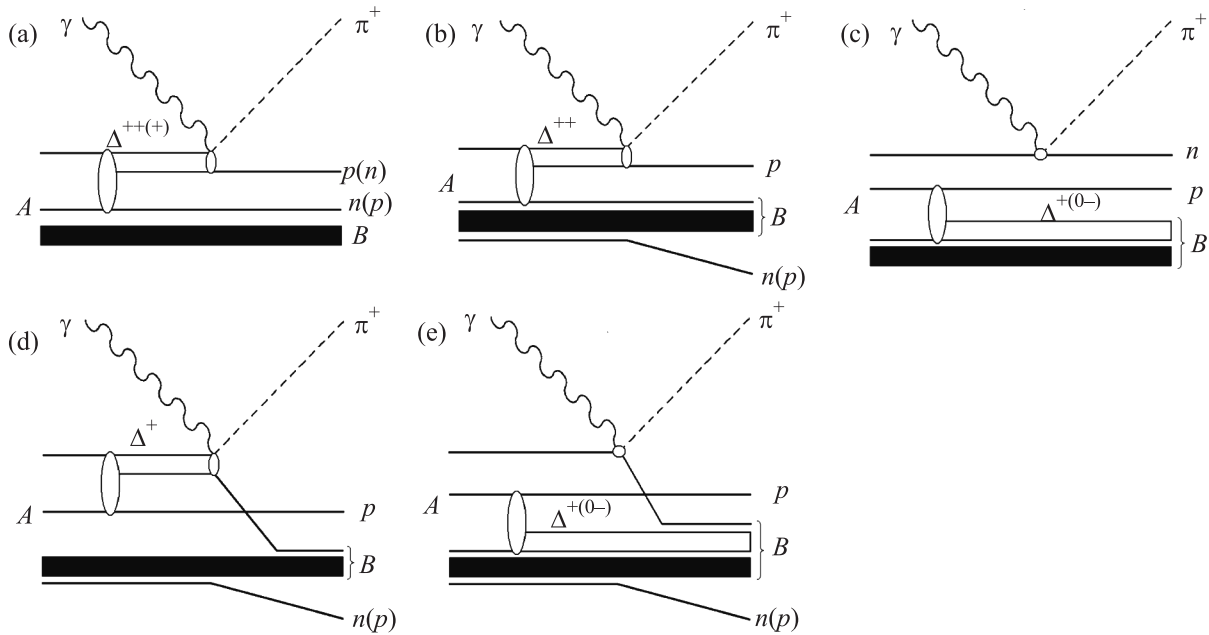


Рис. 3. Диаграммы, иллюстрирующие прямые (а, b и с) и обменные (d, e) механизмы фотообразования π^+p -пар в реакции $A(\gamma, \pi^+pN)B$

тому взаимодействию фотона с изобарой (рис. 3а, b и d) и нуклонами ядра (рис. 3с и e), соизмеримы по величине.

В рамках используемой модели ядра теоретическая оценка вероятности P_Δ образования Δ -изобары в основном состоянии ядра ^{16}O в результате виртуального перехода $NN \rightarrow \Delta N$ составляет 0.015. Эта оценка величины P_Δ в совокупности с моделью образования пион-нуклонных пар не противоречит полученным экспериментальным данным (критерий согласия χ^2 , уровень значимости 0.05). Эмпирическая оценка вероятности $P_\Delta = 0.019 \pm 0.003 \pm 0.003$ была получена методом наименьших квадратов в рамках модели, где P_Δ являлась свободным параметром. Приведенная систематическая ошибка связана с неопределенностью величины магнитного момента изобары $\Delta(1232)$. В настоящее время отсутствуют другие эмпирические оценки величины P_Δ для ядра ^{16}O . Одни из последних теоретических оценок вероятности P_Δ для ядра ^{16}O представлены в работе [21]. Они получены для трех вариантов модели барион-барионного взаимодействия: аргоннского $V28$ локального потенциала [22], нелокального обменного боннского потенциала Vonn_{2000} [23] и кварковой модели [24]. Результаты в той же последовательности следующие: 0.0175, 0.0143 и 0.0088. Таким образом, наша эмпирическая оценка вероятности P_Δ возбуждения изобары для ядра ^{16}O лучше согласуется с теоретической оценкой работы [21], полученной с аргоннским $V28$ локальным потенциалом.

В заключение сформулируем основные результаты работы. Нами измерен дифференциальный выход образования π^+p -пар в реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)$ в зависимости от энергии протона. Этот процесс запрещен в рамках модели прямого взаимодействия фотона с нуклонами ядра. Измерения выполнены в области возбуждения изобары $\Delta(1232)$ при больших импульсах, переданных остаточной ядерной системе. Показано, что вклад в сечение механизмов реакции, обусловленных только нуклонными степенями свободы ядра и идущих в два этапа, которые включают зарядовообменное перерасcеяние частиц в промежуточном состоянии, в исследованной кинематической области пренебрежительно мал. Экспериментальные данные интерпретированы в рамках модели, учитывающей изобарные конфигурации в основном состоянии ядра ^{16}O . Рассмотрены прямые и обменные механизмы образования пионов с эмиссией одного и двух нуклонов, которые следуют из структур матриц плотности для этих реакций. Согласно выполненным расчетам сечения реакции в исследованной кинематической области доминирует процесс фотообразования пионов с эмиссией двух нуклонов. Показано, что существовавшее до сих пор представление о доминировании прямого выбивания изобары из ядра находится в противоречии со значительным вкладом механизмов реакции, обусловленных взаимодействием фотона с нуклонами ядра. Получена эмпирическая оценка вероятности P_Δ изобарных конфигураций в основ-

ном состоянии ядра ^{16}O : $P_{\Delta} = 0.019 \pm 0.003 \pm \pm 0.003$.

Мы благодарим Е.Н. Шувалова и О.К. Сайгушкина за помощь в проведении измерений и персонал синхротрона за обеспечение режима работы ускорителя. Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП “Кадры” (проект # 14.В37.21.0786).

1. R. Machleidt, Nucl. Phys. A **689**, 11 (2001).
2. С. К. Абдуллин, А. В. Блинов, И. А. Ванюшин и др., ЯФ **51**, 1215 (1990).
3. A. I. Amelin, M. N. Behr, V. A. Chernyshev et al., Phys. Lett. B **337**, 261 (1994).
4. C. I. Morris, J. D. Zumbro, J. A. McGill et al., Phys. Lett. B **419**, 25 (1998).
5. G. M. Huber, G. J. Lolos, E. J. Brach et al., Phys. Rev. C **62**, 04401 (2000).
6. E. A. Pasyuk, R. L. Boudrie, P. A. Gram et al., Phys. Lett. B **523**, 1 (2001).
7. В. М. Быстрицкий, И. В. Главанаков, П. Грабмаер и др., Письма в ЖЭТФ **37**(9), 513 (2001).
8. A. M. Green, Rep. Progress Phys. **39**, 1109 (1976).
9. H. J. Weber and H. Arenhovel, Phys. Rep. **36**, 277 (1978).
10. И. В. Главанаков, П. Грабмаер, Ю. Ф. Кречетов и др., Изв. РАН, серия физическая **74**(6), 784 (2010).
11. V. M. Bystritsky, A. I. Fix, I. V. Glavanakov et al., Nucl. Phys. A **705**, 55 (2002).
12. M. J. Carrasco, V. Visente, and E. Oset, Nucl. Phys. A **570**, 701 (1994).
13. I. V. Glavanakov and A. N. Tabachenko, Nucl. Phys. A **889**, 51 (2012).
14. И. В. Главанаков, А. Н. Табаченко, ЯФ **8**, 1080 (2012).
15. G. Horlacher and H. Arenhovel, Nucl. Phys. A **300**, 348 (1978).
16. I. Blomqvist and J. M. Laget, Nucl. Phys. A **280**, 405 (1977).
17. И. В. Главанаков, А. Н. Табаченко, Изв. вузов. Физика **11**(2), 26 (2011).
18. И. В. Главанаков, А. Н. Табаченко, Изв. вузов. Физика **2**, 26 (2012).
19. А. Н. Табаченко, Известия вузов. Физика **50**(4), 3 (2007).
20. И. В. Главанаков, А. Н. Табаченко, Изв. вузов. Физика **10**(2), 35 (2007).
21. T. Frick, S. Kaiser, H. Muther et al., Phys. Rev. C **65**, 034316 (2002).
22. R. B. Wiringa, R. A. Smith, and T. L. Ainsworth, Phys. Rev. C **29**, 1207 (1984).
23. R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001).
24. D. R. Entem, F. Fernandez, and A. Valcarce, Phys. Rev. C **62**, 034002 (2000).