

ОБРАЗОВАНИЕ Δ^0 -И Δ^{++} -ИЗОБАР В $d^{12}C$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 4.2 АГэВ/с

К. Олимов, А.К. Олимов, А.И. Суванов, Ш.Х.Холбутаев,
О.Б.Эсанмуродов

*Физико-технический институт Академии наук республики Узбекистан,
улица Чингиза Айтматова, 2^Б, 100084, г. Ташкент, Узбекистан,

E-mail: olimov@uzsci.net

+998933543050

Аннотация

Представлен новый экспериментальный материал по образованию Δ^0 - и Δ^{++} -изобар во взаимодействиях дейтронов с ядрами углерода при 4.2 А ГэВ/с. Образование этих изобар исследовано, не разделяя областей фрагментации ядра мишени и снаряда и отдельно в этих областях. Показано, что независимо от областей фрагментации ширины массового спектра этих изобар оказались совпадающими друг с другом. Ширины массового спектра этих изобар в области фрагментации ядра мишени оказались, в среднем, 2.3 раза меньше, чем, таковых Δ -резонансов, образованных в столкновениях свободных нуклонов. Установлено, что образование Δ -изобар происходит при первичном соударении нуклонов налетающего дейтрона.

Ключевые слова: ядро, нуклон, Δ -изобара, ширина массового спектра, область фрагментации ядра, область фрагментации снаряда

IMPULSI 4,2 AGeV/c BO‘LGAN $d^{12}C$ -O‘ZARO TA‘SIRLARDA Δ^0 - VA Δ^{++} - IZOBARALAR HOSIL BO‘LISHI

К. Olimov, A.K.Olimov, A.I.Suvanov*

* O‘zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi Fizika-texnika instituti,
100084, Toshkent, O‘zbekiston, Chingiz Aytmatov ko‘chasi, 2^B, uy.

Annotatsiya

4.2 А GeV/c impulsli deytronlarning uglerod yadrolari bilan o‘zaro ta’sirlarida Δ^0 - va Δ^{++} - izobarlar hosil bo‘lishi bo‘yicha yangi tajriba materiali keltirilgan. Ushbu izobarlarning shakllanishi nishon yadrosi va snaryadning parchalanish sohalarini ajratmasdan va ushbu sohalarida alohida o‘rganildi. Parchalanish sohalaridan qat’iy nazar, bu izobarlar massa spektrining kengliklari bir-biriga to‘g‘ri kelishi ko‘rsatildi. Nishon yadroning parchalanish sohasidagi bu izobarlarning massa spektrining kengligi erkin nuklonlarning to‘qnashuvida hosil bo‘lgan Δ -rezonanslardan o‘rtacha 2,3 baravar kichik bo‘lib chiqdi. Δ -izobarlarning hosil bo‘lishi asosan deytron nuklonlarining birlamchi to‘qnashuvi vaqtida sodir bo‘lishi aniqlandi.

FORMATION OF Δ^0 AND Δ^{++} ISOBARS IN $d^{12}C$ INTERACTIONS AT 4.2 A GeV/c

K. Olimov, A.K.Olimov, A.I.Suvanov*

*Physical and Technical Institute of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, Chingiz Aitmatov Street, 2^B, 100084, Tashkent, Uzbekistan,

Annotation

New experimental material on the production of Δ^0 - and Δ^{++} isobars in the interactions of deuterons with carbon nuclei at 4.2 A GeV/c is presented. The production of these isobars was studied without separating the regions of fragmentation of the target nucleus and projectile and separately in these regions. It was shown that, regardless of the regions of fragmentation, the widths of the mass spectrum of these isobars turned out to coincide with each other. The widths of the mass spectrum of these isobars in the region of fragmentation of the target nucleus turned out to be, on average, 2.3 times smaller than those of Δ -resonances formed in collisions of free nucleons. It has been established that the formation of Δ -isobars occurs during the primary collision of nucleons of an incident deuteron.

1. Введение

В настоящее время экспериментальных данных по образованию Δ -изобар в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях очень мало, имеются лишь несколько работ [1-6]. В этих работах показано, что ширина массы Δ^0 -изобары на 20–25% меньше ($\Gamma = 85\text{--}95$ МэВ) чем таковая ($\Gamma = 120$ МэВ) для изобар, рожденных в нуклон-нуклонных или пион-нуклонных соударениях. Этот результат, на самом деле, является усредненным значением ширины массового спектра Δ^0 -резонансов, образованных в области фрагментации ядра-мишени и снаряда. Впервые в работе [7] в $p^{12}C$ -соударениях при 4.2 ГэВ/с проводилось исследование образования Δ^0 -резонанса отдельно в области фрагментации мишени и области фрагментации снаряда. Ширина массы Δ^0 -изобары, образованной в области фрагментации мишени оказалась равной 47 ± 2 МэВ, что в 2.5 раза меньше ширины дельта резонанса, образованного в столкновениях свободных нуклонов. Для интерпретации этого результата была выдвинута гипотеза о том, что внутри ядра мишени ядерный потенциал не позволяет изобаре распасться до момента покидания им ядерного потенциала. Им было показано, что время жизни Δ^0 -изобары, образованной внутри ядра мишени состоит из двух частей: время прохождения через ядро и время распада свободной Δ^0 -изобары. В связи с этим представляет определенный интерес исследования образования Δ^0 - и Δ^{++} -резонансов отдельно в области ядра-мишени и в области снаряда $d^{12}C$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с.

В настоящей работе представлены новые экспериментальные данные о различных характеристиках Δ^0 - и Δ^{++} -изобар, образованных во взаимодействиях дейтронов с ядрами углерода при импульсе 4.2 А ГэВ/с не разделяя областей фрагментации и отдельно в области фрагментации мишени и снаряда.

2. Экспериментальный материал и процедура выделения Δ -изобар

Экспериментальный материал получен с помощью 2м пропановой пузырьковой камеры (ДТПК-500) Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (Дубна, Россия), облученной пучком ядер дейтрона при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон на Дубненском синхрофазотроне и состоит из полностью измеренных 7071 $d^{12}\text{C}$ -событий.

Все отрицательные частицы считались π^- -мезонами. Примеси электронов и K^- -мезонов не превышают 4% от общего числа отрицательных частиц, отнесенных к π^- -мезонам. Протоны и π^+ -мезоны визуально идентифицируются до импульсов протонов $p < 750$ МэВ/с. Нижние границы регистрации протонов и заряженных пионов в ДТПК-500 составляют, соответственно 140 МэВ/с и 55 МэВ/с. В эксперименте средняя относительная погрешность измерения импульсов заряженных пионов не превышает 11%, а протонов – 5%.

Для разделения быстрых протонов и π^+ -мезонов ($p > 750$ МэВ/с) мы использовали процедуру, приведенную в [8,9]. Разделение областей фрагментации на область фрагментации мишени и область фрагментации снаряда проводилось по импульсу протонов. Для нахождения нижней границы импульса протонов, образованных в области фрагментации снаряда использовали тот факт, что среднее число сохранившихся протонов численно должно равняться 0.64, определяемому как $\langle n_{\text{сохр}} \rangle = 1 - k$, где k – коэффициент неупругой перезарядки нуклона, равный 0.36 ± 0.01 [10,11]. Такая граница для импульса протона оказалась равной $p \geq 1.25$ ГэВ/с. Таким образом, если импульс протона меньше 1.25 ГэВ/с, то он относился к области фрагментации мишени, и наоборот – к области фрагментации снаряда.

Измеренные импульсы протонов и пионов были использованы для расчета инвариантной массы (M) $p\pi^-$ -пары, которая определялась из соотношения:

$$M^2 = (E_p + E_\pi)^2 - (P_p + P_\pi)^2, \quad (1)$$

где $E_p, -E_\pi$ – энергия и импульс протона и заряженного пиона, соответственно.

Известно, что в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях невозможно выделять Δ^0 - или Δ^{++} -изобары с помощью стандартной методики аппроксимации разности нормированного фонового и экспериментального спектров инвариантной массы $p + \pi^-$ или $p + \pi^+$ -пары релятивистской формулой Брейт-Вигнера. По-видимому, это связано с большим числом ложных комбинаций и зависимостью формы импульсного спектра протонов от их числа в событии. В связи с этим для выделения Δ^0 - или Δ^{++} -изобары в $d^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с мы использовали процедуру, приведенную в [12].

Известно, что при распаде Δ -изобары на лету угол α между вылетающим протоном и пионом в лабораторной системе координат определяется соотношением:

$$\cos \alpha = \frac{1}{p_p p_\pi} \left(E_p E_\pi - \frac{M_\Delta^2 - M_\pi^2 - M_p^2}{2} \right), \quad (2)$$

где p_p – и p_π – импульсы протона и пиона, E_p – и E_π – их энергии, и $M_\Delta = 1232$ МэВ/ c^2 . Это значение было сравнено с косинусом экспериментально измеренного угла β между векторами импульсов протона и π^- -мезона

$$\cos \beta = \frac{p_p p_\pi}{p_p p_\pi} \quad (3)$$

Далее экспериментальное распределение по инвариантной массе пар ($p\pi^-$ или $p\pi^+$) dn/dM построили, используя критерий:

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon, \quad (4)$$

где ε – параметр обрезания, теоретически лежащий в интервале $[0, 2]$. При этом, чем точнее измерены импульсы протона и пиона, тем ниже должен быть верхний предел этого интервала.

Экспериментальные распределения были получены, используя указанного выше критерия, путем комбинирования протонов и пионов в каждом отдельном событии. Фоновые распределения строилось по тем же критериям, что и экспериментальные распределения, но комбинировались протоны и пионы, подобранные случайным образом из разных событий. Для учета влияния топологии событий при получении фоновых распределений комбинировались события с равными множественностями протонов. Число разыгранных фоновых комбинаций по каждому изучаемому резонансу было в пять и более раз больше, чем соответствующее число комбинаций в экспериментальном распределении. По сравнению с экспериментальными спектрами, фоновые распределения нормировались на число комбинаций в эксперименте. Чтобы получить массовое распределение Δ -резонанса, было проанализировано распределение разности между спектрами экспериментальных и фоновых инвариантных масс, данное соотношением

где a – это нормировочный фактор.

$$D(M) = \frac{dn}{dM} - a \frac{dn^b}{dM} \quad (5)$$

Известно, что ошибки в определении эффективной массы влияют на экспериментально наблюдаемую форму и ширину резонансной кривой. Учет вызванных экспериментальными погрешностями искажений в теоретической

кривой, описывающей резонанса, был осуществлен путем интегрирования этой кривой с функцией разрешения в виде кривой Гаусса:

$$BW(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{m_p+m_\pi} BW(m) \frac{1}{\sigma(m)} \exp\left(-\frac{(M-m)^2}{2\sigma^2(m)}\right) dm \quad (6)$$

где $BW(M)$ – релятивистская формула Брейт-Вигнера [13], которая имеет вид

$$BW(M) = \frac{\Gamma M M_\Delta}{(M^2 - M_\Delta^2)^2 + \Gamma^2 M_\Delta^2} \quad (7)$$

где M_Δ – и Γ – масса и ширина Δ -изобары.

Зависимость дисперсий от массы определялась выражением:

$$\sigma(m) = 6.32 + 0.073 \cdot (m - m_p - m_\pi)$$

где m_p – и m_π – масса протона и π^- или π^+ -мезона. Здесь значения инвариантной массы m и массы частиц – m_p и m_π берутся в МэВх.

Набор распределений $D(M)$ для различных значений параметров ε и a аппроксимировался выражением (6) и значение χ^2 было найдено для каждого фита. Параметры M_Δ и Γ были определены путем минимизации разности (5). Был найден набор из двух параметров ε и a для каждого экспериментального спектра, полученного при их различных значениях. Наилучшие значения параметров ε и a были определены из анализа поведения функции $\chi^2(\varepsilon, a)$ путем нахождения ее минимума.

3. Экспериментальные результаты и их анализ

На рис. 1 показаны спектры инвариантных масс $\pi^-p(a)$ - и $\pi^+p(b)$ -пар в $d^{12}C$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с не разделяя протонов на область снаряда и область фрагментации мишени. Сплошные кривые – результаты аппроксимации экспериментальных спектров инвариантных масс π^-p -и π^+p -пар формулой(7). Как видно из рис. 1 согласие экспериментальных спектров и теоретических кривых довольно хорошее.

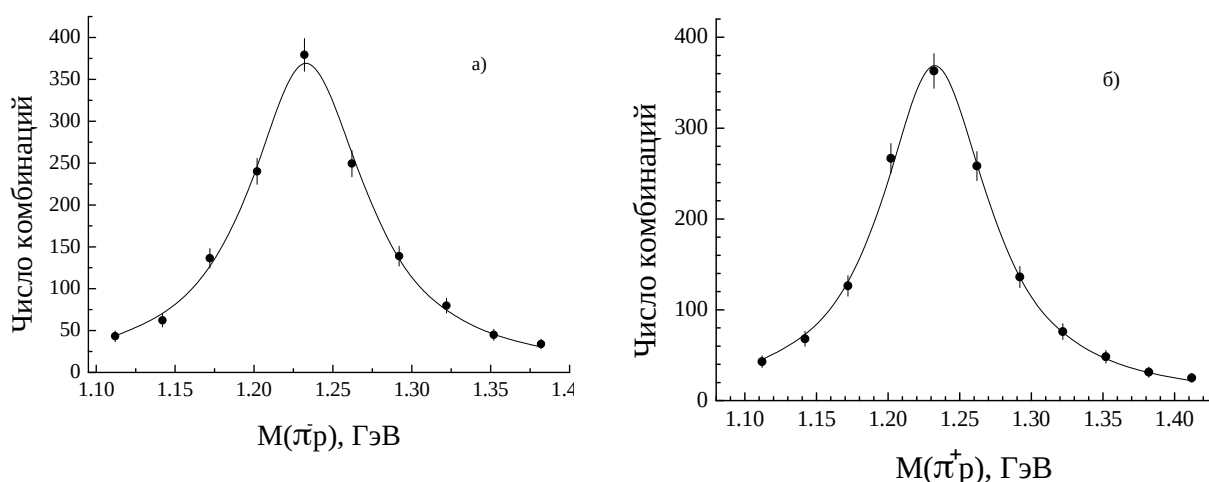


Рис.2. Спектры инвариантных масс $\pi^- + p$ (а) и $\pi^+ + p$ (б) пар в $d^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с при значениях параметров $\varepsilon = 0.25$, $a = 0.67$ и $\varepsilon = 0.30$, $a = 0.50$, соответственно. Сплошные кривые – результаты аппроксимации экспериментальных спектров формулой (7).

Найденные значения масс и ширины масс Δ -изобар, их средняя множественность, а также доли заряженных пионов, рожденных от распада этих изобар приведены в табл. 1. Там же показана и степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией (7)

Как видно из табл. 1 все характеристики Δ^0 - и Δ^{++} -изобар в пределах погрешностей их определения совпадают. Такое же совпадение наблюдается и для долей отрицательных и положительных пионов, образованных от распада этих изобар. Массы и ширины масс этих изобар в пределах погрешностей совпадают с данными работ [1-6]. Таким образом наши результаты по ширине масс рассматриваемых Δ -резонансов также подтверждают уменьшения ширины масс Δ -изобар, рожденных в адрон-ядерных соударениях по сравнению с таковой для Δ -резонансов, образованных в столкновениях свободных нуклонов.

Таблица 1. Значение массы, ширины и средние множественности $\Delta^0(\Delta^+)$ -изобар, образованных в $d^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с, доли отрицательных (положительных) пионов w , рожденных от распада этих резонансов, а также степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией

Тип изобары	M_Δ , МэВ	Γ , МэВ	$\langle n_\Delta \rangle$	$W(\%)$	$\chi^2/\text{ч.с.с.}$
Δ^0	1233 ± 1	89 ± 3	0.19 ± 0.01	30.0 ± 0.8	0.53
Δ^{++}	1232 ± 1	90 ± 2	0.20 ± 0.01	31.2 ± 0.8	0.20

Теперь рассмотрим насколько влияет ядро-мишень на ширину массы Δ -изобар. Для этой цели анализируем спектры инвариантной массы Δ -резонансов, рожденных в области фрагментации ядра-мишени. На рис. 2 показаны спектры инвариантной массы π^-p (а)- и π^+p (б)-пар в области фрагментации ядра углерода в $d^{12}C$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с.

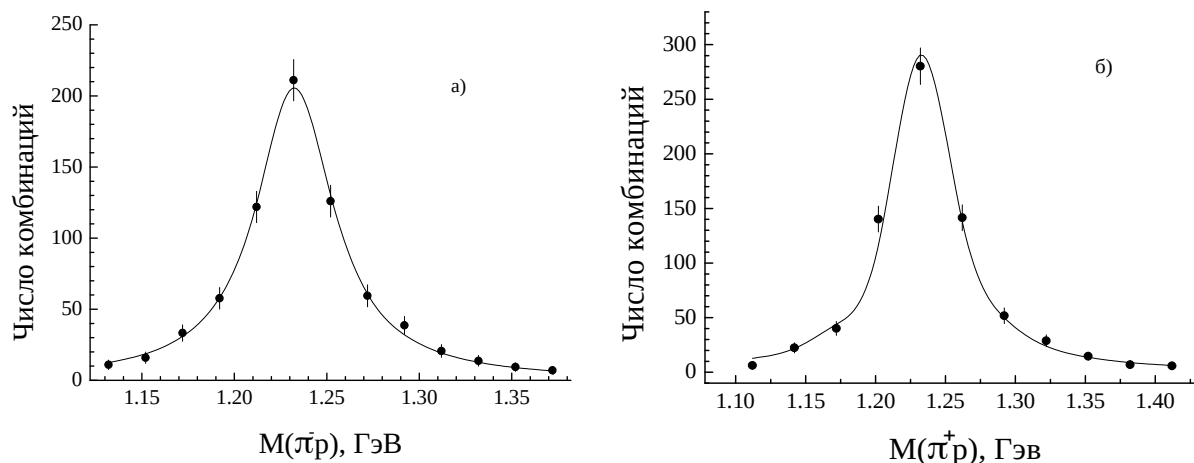


Рис.2. Спектры инвариантных масс π^-p (а)- и π^+p (б)-пар в области фрагментации ядра мишени $d^{12}C$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с при значениях параметров $\epsilon = 0.24$, $a = 0.5$ и $\epsilon = 0.30$, $a = 0.45$, соответственно. Сплошные кривые – результаты аппроксимации экспериментальных спектров формулой (7).

Найденные значения масс и ширины массового спектра Δ -изобар, их средняя множественность, а также доли заряженных пионов, рожденных от распада этих изобар в области фрагментации ядра мишени приведены в табл. 2. Там же показана и степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией (7).

Таблица 2. Значение массы, ширины и средние множественности $\Delta^0(\Delta^+)$ -изобар, образованных в области фрагментации ядра мишени $d^{12}C$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с, доли отрицательных (положительных) пионов w , рожденных от распада этих резонансов, а также степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией

Тип изобары	M_Δ , МэВ	Γ , МэВ	$W(\%)$	$\langle n_\Delta \rangle$	$\chi^2/\text{ч.с.с.}$
Δ^0	1232 ± 1	51 ± 2	15.4 ± 0.5	0.10 ± 0.01	0.58
Δ^{++}	1235 ± 2	52 ± 3	16.6 ± 0.6	0.11 ± 0.01	0.75

На рис. 3 приведены спектры инвариантной массы π^-p (а)- и π^+p (б)-пар в области фрагментации снаряда $d^{12}C$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с. Сплошные кривые – результаты аппроксимации экспериментальных спектров инвариантных масс π^-p (а)- и π^+p (б)-пар.

Как видно из рис. 3 согласие эксперимента с аппроксимирующей функцией (7) хорошее. Найденные значения масс и ширины масс Δ -изобар, их средняя множественность, а также доли заряженных пионов, рожденных от распада этих изобар в области фрагментации ядра мишени приведены в табл. 3. Там же показана и степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией (7).

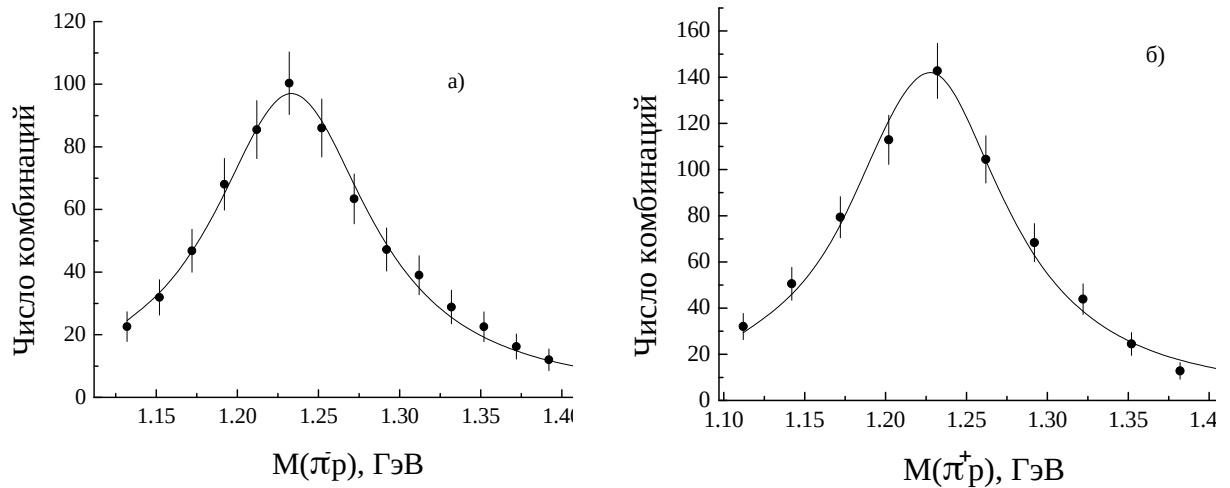


Рис.3. Спектры инвариантных масс π^-p (а)- и π^+p (б)-пар в области фрагментации снаряда $d^{12}C$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с при значениях параметров $\varepsilon = 0.1$, $a = 0.52$ и $\varepsilon = 0.2$, $a = 0.6$ соответственно. Сплошные кривые – результаты аппроксимации экспериментальных спектров формулой (7).

Как видно из табл. 3 все характеристик Δ^0 - и Δ^{++} -изобар в пределах погрешностей определения представленных величин совпадают. Кроме того, самое главное, ширины этих изобар в пределах статистических погрешностей совпадают с шириной Δ -резонансов, образующихся в столкновениях свободных нуклонов. Сравнения данных табл. 2 и табл. 3 показывает, что в пределах статистических погрешностей совпадает доля заряженных пионов (средние множественности Δ -резонансов), образованных от распада Δ -изобар, рожденных в области фрагментации ядра мишени и снаряда. Это также указывает на то, что образование Δ -изобар происходит, в основном, при первичном соударении нуклонов ядра снаряда.

Таблица 3. Значение массы, ширины и средние множественности $\Delta^0(\Delta^+)$ -изобар, образованных в области фрагментации снаряда $d^{12}C$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с, доли отрицательных (положительных) пионов w , рожденных от распада этих резонансов, а также степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией

Тип изобары	M_Δ , МэВ	Γ , МэВ	$W(\%)$	$\langle n_\Delta \rangle$	$\chi^2/\text{ч.с.с.}$
Δ^0	1234 ± 2	118 ± 5	14.5 ± 0.6	0.09 ± 0.01	0.32

Δ^{++}	1225 ± 3	117 ± 8	14.5 ± 0.6	0.09 ± 0.01	0.55

4. Заключение

Мы впервые представили экспериментальные данные по образованию Δ^0 - и Δ^{++} -изобар, не разделяя областей фрагментации и отдельно в области фрагментации мишени и в области фрагментации снаряда. Ширины массового спектра Δ^0 - и Δ^{++} -изобар в пределах статистических погрешностей независимо от области их образования совпадают. Ширины массового спектра этих резонансов в области фрагментации мишени – ядра углерода в среднем 2.3 раза меньше, чем ширина массового спектра Δ -изобары, образованной в свободных нуклон-нуклонных столкновениях. За уменьшение ширины массового спектра Δ -изобар, образованных в области фрагментации ядра мишени ответственен ядерный потенциал, который не позволяет их распасться пока они не покидают сфера воздействия этого потенциала. Совпадение ширины масс Δ -резонансов, рожденных в области снаряда и в свободных нуклонных столкновениях, по-видимому, указывает на то, что нуклоны снаряда взаимодействуют с нуклонами ядра мишени независимо друг от друга. Совпадение средних множественностей этих изобар в области фрагментации ядра мишени и в области фрагментации снаряда указывает на то, что образование Δ -резонансов происходит в основном, при первичном соударении.

Список литературы

- [1.] Kh.Olimov, S.L.Lutpullaev, K.Olimov, K.G.Gulamov. *PhysicalReviewC*, Vol 75 067901 (2007).
- [2.] Kh. Olimov. *Physical Review C*, Vol 76 055202 (2007).
- [3.] Kh. Olimov. *Physics of Atomic Nuclei*, 2008 Vol 71 Pages 93-97
- [4.] Kh. Olimov *Physics of Atomic Nuclei*, 2010 Vol 73 Pages 433-442
- [5.] Kh. Olimov, M.Q Haseeb. *The European Physical Journal A*, 2011 Vol-47 Pages 1-16
- [6.] Kh. K. Olimov, Mahnaz Q. Haseeb, Imran Khan. *Physics of Atomic Nuclei*, Vol. 75, No. 4, pp. 479-487 (2012); Kh.K. Olimov, Mahnaz Q. Haseeb, Imran Khan, A.K. Olimov, and V.V. Glagolev. *Physical Review C* 85, 014907 (2012).
- [7.] Kosim Olimov et al., *International Journal of Modern Physics E* Vol. 30, No. 10, 2150086 (2021).
- [8.] Олимов К., Бекмирзаев Р.Н., Петров В.И. и др., *ДАН РУз* №4, 29(2011).
- [9.] Olimov K., Gulamov K.G., Olimov A.K. et al., *Intern. J. Mod. Phys. E* **29**, 2050058 (2020).
- [10.] Бекмирзаев Р.Н. и др., *Ядерная физика*, **49**, 1030 (1989).
- [11.] Олимов Х.К., *Ядерная физика* **71**, 427 (2008).
- [12.] Krpić D., et al., *Phys. Rev.* 2002, **C 65**, 034909-1.