

UDC 53.01, 53.03, 53.04

**СРАВНЕНИЕ СВОЙСТВ МНОГОНУКЛОННЫХ И МАЛОНУКЛОННЫХ  
 $\pi^{-12}\text{C}$  – ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ  $P_{\pi^{-}} = 40$  ГэВ/с****Гусейналиев Я. Г., Гусейналиева Л. Я.***Азербайджанский Государственный Педагогический Университет  
yashartur@yahoo.com****Аннотация:***

*Обсуждаются экспериментальные результаты в многонуклонных и малонуклонных взаимодействиях отрицательного пи мезона с ядром углерода  $^{12}\text{C}$  при импульсе пи мезона  $P=40$  ГэВ/с. Для сравнения этих взаимодействий используется переменная  $R$ . Величина  $R$  определяется как отношение инклюзивных спектров заряженных пионов и протонов в многонуклонных и в малонуклонных взаимодействиях отрицательного пи мезона с ядром углерода. В качестве  $R$  рассматриваются следующие переменные: поперечный импульс, кумулятивное число и кинетическая энергия частицы в лабораторной системе координат. Получено указание на большой выход  $\Delta^{++}$  барионных резонансов в многонуклонных событиях.*

***Ключевые слова:*** ядерные взаимодействия,  $P_i$  мезон,  $\Delta^{++}$  барионные резонансы.

Одна из главных тенденций продвижения современной физики высоких энергий - исследование сильного взаимодействия вещества при критических условиях, т.е. при высоких температурах и/или больших барионных плотностях. Этот сценарий мог бы возникнуть в ранних стадиях развития Вселенной, в процессе формирования нейтронных звезд, и они могут быть получены в лабораторных условиях при столкновениях релятивистских тяжелых ядер. Согласно в настоящее время доступным теоретическим понятиям, сильно - взаимодействующее вещество, может быть, подвергнут ряду фазовых переходов с увеличением температуры и/или плотности барионного заряда, среди которого является фазовый переход первого порядка восстановления специальной симметрии сильных взаимодействий - киральной симметрии, которая нарушается при низких температурах и/или плотности барионного заряда. Эти фазы определяются барионными плотностями и температурами, которые могут быть достигнуты в процессе столкновения в зависимости от энергии и атомного числа ускоренных ядер.

Изучение поведения характеристик адрон - ядерных и ядро - ядерных взаимодействий как функция центральности столкновения ( $Q$ ) является важным экспериментальным методом для получения информации об изменениях фаз ядерного вещества, потому что увеличение  $Q$  могло привести к росту барионной плотности ядерной материи. Другими словами, изменение режима в поведении некоторой центральности в зависимости от характеристик событий, будет сигналом о фазовом переходе. Это рассматривается лучшим методом, чтобы достигнуть фазы кварк - глюонной плазмы сильно - взаимодействующей ядерной материи. Некоторые экспериментальные результаты уже демонстрировали существование изменений режима в поведении характеристик события как функция центральности столкновения [1-8]. Регулярность наблюдается для адрон - ядерных [1-2], тяжелых ядерных [3-7] и легких ядерных [8] взаимодействиях в большой области ядерных масс и падающих энергий. Это также было наблюдено для поведения некоторых характеристик центральности для  $\pi$  - мезонов, нуклонов, фрагментов, странных частиц и даже для  $J/\psi$ . Необходимо коснуться любого другого вопроса, который является очень важным для экспериментов по центральности. Ясно, что центральность столкновений  $Q$  не может быть определена

непосредственно в эксперименте. В различных экспериментах значения  $Q$  определены как число идентифицированных протонов, фрагментов снарядов и мишеней, медленных частиц, всех частиц, как энергетический поток частиц с углом вылета  $\theta \cong 0^\circ$  или с  $\theta \cong 90^\circ$ . Очевидно, не просто сравнить количественно результаты об  $Q$ -зависимостях, полученных в различных статьях; с другой стороны определение  $Q$  могло значительно влиять на конечные результаты. Таким образом, необходимо понять, что такое центральность  $Q$ . Обычно для выбранной переменной, чтобы установить  $Q$ , предполагается, что её значения должны увеличиться линейно с числом сталкивающихся нуклонов или барионной плотностью ядерной материи. Самая простая возможность устанавливает центральность - использовать число протона, испускаемого в реакциях, чтобы рассмотреть многонуклонные процессы. Физика этих процессов служит в качестве моста, который присоединяется к исследованию механизмов рождения частиц высоких энергий и новых фаз сильно - взаимодействующей ядерной материи. Но есть один очень важный вопрос, что какие критерии должны экспериментально отделить многонуклонные процессы? Каковы граничные значения выбранных переменных после того, как новая, многонуклонная физика могла начаться?

Отвечать на вышеупомянутые вопросы - главная цель этой статьи. События могут дать уникальную возможность изучать фрагментацию ядерной мишени, потому что фрагменты снаряда могли быть легко отделены от фрагментов мишени. Другой важный момент то, что рассмотрение взаимодействия с легкими ядрами, такие как  $^{12}\text{C}$ , может ясно показать связь между столкновениями свободного нуклона мишеней и нуклоном в ядерной среде, чтобы получить дальнейшую информацию о состояниях ядерного вещества.

### 1. Выделение многонуклонных и малонуклонных $\pi^{-12}\text{C}$ – взаимодействий при импульсе 40 ГэВ/с

Отсутствие исчерпывающей теоретической модели множественного рождения частиц при взаимодействиях адронов высоких и сверхвысоких энергий заставляет исследователей использовать феноменологические схемы для объяснения наблюдаемых ими экспериментальных данных. Благодаря такому подходу, удалось получить информацию о свойствах адронной материи и о свойствах взаимодействия самих адронов на малых расстояниях. При этом, однако, следует отметить, что этот подход не позволяет:

- 1) получить количественные оценки, необходимые для полного понимания наблюдаемых явлений;
- 2) выявить связи исследуемого явления с другими ранее исследованными явлениями, не удастся учесть все возможные факторы (прежде всего кинематические), влияющие на конечные результаты.

Именно последним определяется научная достоверность полученных результатов. Наиболее часто используемым исследователями методом для преодоления этой сложности является представление полученных экспериментальных данных в сравнении с другими данными. В особенности, этот подход оправдывает себя, когда оригинальная часть данного эксперимента сопоставляется с остальной его частью, которая может быть понята в рамках обычных представлений о процессах множественного рождения частиц. Очевидно, что при этом роль по крайней мере кинематических факторов, а также факторов, связанных с влиянием измерительной аппаратуры и погрешностей методики обработки, сводится к минимуму.

В настоящей работе свойства процесса множественного рождения  $\pi^\pm$ -мезонов и протонов (с импульсами  $P_p < 1 \text{ ГэВ/с}$ ) исследуются с помощью сравнения данных об инклюзивных свойствах этих частиц в случае, когда число протонов больше или равно двум (многонуклонные события) с инклюзивными свойствами малонуклонных событий, найденных при исследовании  $\pi^{-12}\text{C}$  – взаимодействий при  $P_{\pi^-} = 40 \text{ ГэВ/с}$ , т.е. инклюзивные свойства процесса

$$\pi^{-12}\text{C} \rightarrow n' p + n_1' \pi^\pm + X', \quad (1)$$

где  $n' \geq 2$  - число протонов с  $P_p < 1 \text{ ГэВ/с}$ ,  $n_1'$  - число  $\pi^\pm$  - мезонов, а  $X'$  - все остальное в событии с помощью переменной  $R^{k'}(y)$  сравниваются с инклюзивными свойствами процесса (2), т.е.

$$\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow n'' p + n_1'' \pi^\pm + X'', \quad (2)$$

где  $n'' < 2$  - число протонов с  $P_p < 1 \text{ ГэВ/с}$ ,  $n_1''$  - число  $\pi^\pm$  - мезонов, а  $X''$  - все остальное в событии. Величина  $R^{k'}(y)$  определяется как отношение инклюзивных спектров частиц типа  $k'$  ( $k'$  обозначает  $\pi^\pm$  - мезон или протон) в зависимости от переменной  $y$ , полученной в процессе (1) к аналогичным спектрам, полученным в процессе (2), т.е.

$$R^{k'}(y) = \frac{(dN/dy)_1}{(dN/dy)_2}.$$

В качестве  $y$  рассматриваются следующие переменные:  $p_t$  (поперечный импульс),  $\beta^0$  (где  $\beta^0 = (E - p_{par})/M_N$ ,  $E$  - полная энергия,  $p_{par}$  - продольный импульс в лабораторной системе координат - л.с.к., а  $M_N$  - масса нуклона) и  $T$  (кинетическая энергия частицы в л.с.к.). При взаимодействии, например,  $\pi^-$  - мезона со свободным нуклоном из законов сохранения энергии и импульса следует, что значения  $\beta^0$  всегда должна быть меньше единицы. Для взаимодействий с ядрами - мишенями, в которых нуклоны не являются свободными и покоящимся объектами, значения  $\beta^0$  могут превышать единицу. Указанное превышение может быть как следствием движения нуклонов, так и следствием их группировки, в результате чего могут возникать объекты тяжелее, чем нуклон. Полагают, что в таких взаимодействиях могут проявляться новые, ненуклонные степени свободы ядер. Эти события называются кумулятивными. Для их отбора используется условие  $\beta^0 \geq 1$ .

Переменные  $p_t$ ,  $\beta^0$ ,  $T$  позволяют описать такие параметры ядерного вещества, как геометрические размеры области излучения, масса и "температура" ядерного вещества, соответственно. Значения величины  $R^{k'}(y)$ , отличные от  $\overline{n_1'}/\overline{n_1''}$  в случае  $\pi^\pm$  - мезонов и от  $\overline{n'}/\overline{n''}$  в случае протонов ( $\overline{n_1''}$  и  $\overline{n''}$  - средние значения величин  $n_1''$  и  $n''$  соответственно), будут интерпретироваться как проявление динамических эффектов, связанных со строгими многонуклонными процессами.

## 2. Методика эксперимента

В рассматриваемом эксперименте отбор событий и идентификация частиц производились визуально. Основную долю (более 95%) отрицательных частиц составляют  $\pi^-$  - мезоны. Положительно заряженные частицы с импульсами  $p \geq 0,8 \text{ ГэВ/с}$  были отнесены к  $\pi^+$  - мезонам. Среди следов положительных частиц с импульсом  $< 0,8 \text{ ГэВ/с}$  проводилось визуальное разделение протонов и  $\pi^+$  - мезонов, причем протоны идентифицировались, начиная с импульса  $0,14 \text{ ГэВ/с}$ , при котором след начинает быть четко видимым (длина  $> 0,3 \text{ см}$ ). Среди быстрых положительных частиц ( $p \geq 0,7 \text{ ГэВ/с}$ ) примесь протонов была оценена по  $\delta$  - электронам. Она оказалась равной  $(12 \pm 5)\%$ . Отметим, что эта примесь не влияет на основные выводы, сделанные в статье. Число отобранных многонуклонных и малонуклонных  $\pi^- + {}^{12}\text{C}$  - взаимодействий равно 3571 и 5220, соответственно.

### 3. Экспериментальные результаты

На рис.1с,d представлены значения величины  $R^k(p_t)$  (знаком  $\bullet$  - обозначены  $\pi^+$  - мезоны,  $\circ$  -  $\pi^-$  - мезоны, а значком  $\square$  - протоны, соответственно). Для соотношений  $\overline{n_1}/n_1$  и  $\overline{n^-}/n^-$  соответственно найдены следующие значения:  $0.93 \pm 0.01$  (для  $\pi^+$  - мезонов, на рисунках будут показаны пунктирными линиями);  $1.09 \pm 0.01$  (для  $\pi^-$  - мезонов, на рисунках будут показаны точечными линиями);  $4.06 \pm 0.08$  (для протонов, на рисунках будут показаны пунктирно-точечными линиями). В некоторых случаях, погрешности отношений  $\overline{n_1}/n_1$  для разного типа частиц показаны пустыми или заполненными коробочками рядом с линиями, значения которых приводятся в тексте в соответствующих местах. Из рисунков 1с и d видно, что:

- 1.1) в области  $p_t > 2$  ГэВ/с значения величины  $R^k(p_t)$  для  $\pi^+$  - мезонов меньше, чем  $\overline{n_1}/n_1$  (рис. 1 с). Подавление  $\pi^+$  - мезонов в этой области согласуется с современными данными, полученными CERN-NA49 [9]. Отличительное поведение  $\pi^-$  - мезонов в области  $p_t > 2$  ГэВ/с может связано с эффектом лидирования. Значения величины  $R^k(p_t) \approx \overline{n^-}/n^-$  для протонов при всех значениях  $p_t$  и отличаются числовым множителем 4.06 (рис. 1 d).
- 1.2) значением  $p_t \approx 0,75$  ГэВ/с выделено область больших  $p_t$ .

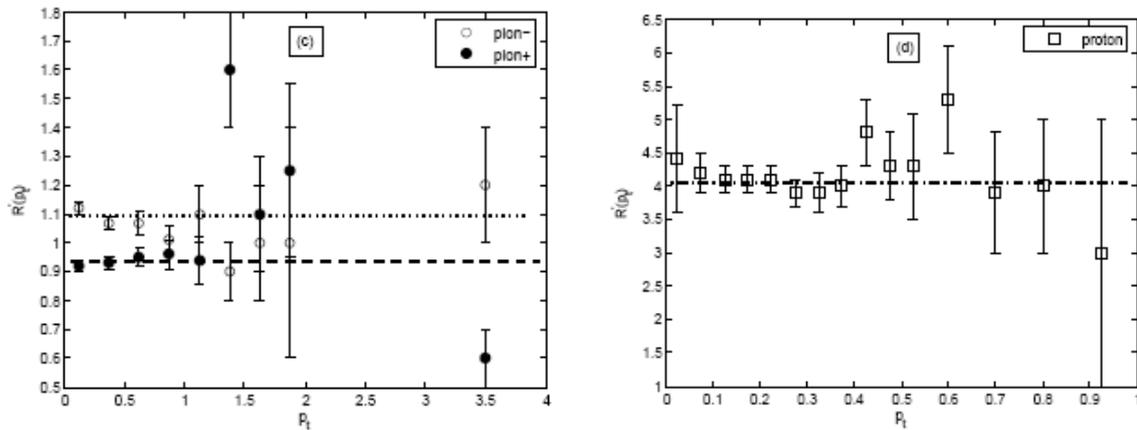


Рис.1. Значения величин  $R^k(p_t)$  в зависимости от  $p_t$  для  $\pi^\pm$  - мезонов (с) и протонов (d), испущенных в  $\pi^-^{12}C$  - взаимодействиях при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с.

Последнее обусловлено тем, что априори, по числу протонов в многонуклонных событиях сделана выборка ( $n_1 \geq 2$ ).

По данным, представленным на рис. 2с и d можно заключить, что

- 2.1) значения величин  $R^k(\beta^0) \approx \overline{n_1}/n_1$  для  $\pi^+$  - мезонов при значениях  $\beta^0 < 1,0$  и  $R^k(\beta^0) \geq \overline{n_1}/n_1$  при значениях  $\beta^0 > 1,0$ ;
- 2.2) значения величин  $R^k(\beta^0) < \overline{n_1}/n_1$  для  $\pi^-$  - мезонов при значениях  $\beta^0 < 0,1$  и  $R^k(\beta^0) \geq \overline{n_1}/n_1$  при значениях  $\beta^0 > 0,1$ ;

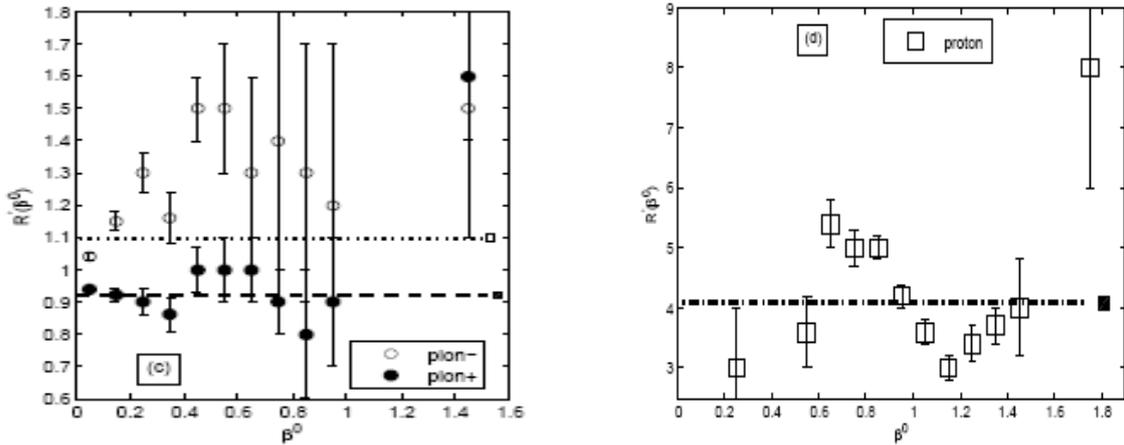


Рис. 2: Значения величин  $R'(\beta^0)$  в зависимости от  $\beta^0$  для  $\pi^\pm$ - мезонов (c) и протонов (d), испущенных в  $\pi^{-12}C$  – взаимодействиях при  $P_{\pi^-}=40\text{ГэВ/с}$ .

2.3) значения величин  $R'(\beta^0) \geq \overline{n^+}/\overline{n^-}$  для протонов в области  $\beta^0 < 1,0$  и  $R'(\beta^0) \leq \overline{n^+}/\overline{n^-}$  в области  $\beta^0 > 1,0$ ;

2.4) значение величины  $R'(\beta^0)$  для протонов имеет пик при  $\beta^0 \approx 0,6$ .

Значения величин  $R'(T)$  представлены на рис.3, из которого следует, что:

3.1) значение величины  $R'(T) \geq \overline{n_1^+}/\overline{n_1^-}$  для  $\pi^+$ - мезонов при  $T < 1\text{ГэВ}$ ;

3.2) значение величины  $R'(T) > \overline{n_1^+}/\overline{n_1^-}$  для  $\pi^-$ -мезонов в области  $T < 1\text{ГэВ}$ ;

3.3) значение величины  $R'(T) < \overline{n_1^+}/\overline{n_1^-}$  для  $\pi^\pm$ - мезонов в области  $T > 10\text{ГэВ}$  и практически не зависит от заряда  $\pi$ - мезонов;

3.4) значение величины  $R'(T) < \overline{n^+}/\overline{n^-}$  для протонов в области  $T > 0.3\text{ГэВ}$ .

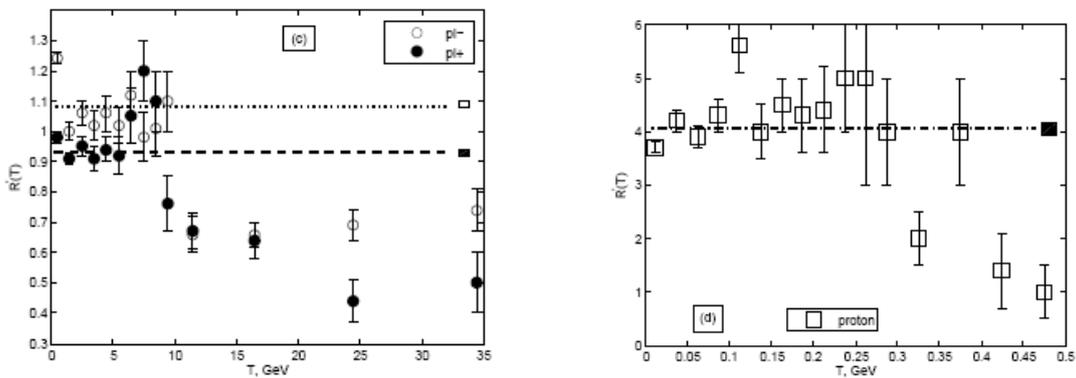


Рис. 3: Значения величины  $R'(T)$  в зависимости от  $T$  для  $\pi^\pm$ - мезонов (c) и протонов (d), испущенных в  $\pi^{-12}C$  – взаимодействиях при  $P_{\pi^-}= 40\text{ГэВ/с}$ .

#### 4. Обсуждение результатов

По данным, приведенным в предыдущем параграфе, можно видеть, что увеличение числа нуклонов, участвовавших во взаимодействии, не приводит к сколько-нибудь заметному изменению распределений вторичных  $\pi^-$ -мезонов и протонов по  $p_t$  (результаты 1). Этот результат может служить указанием на то, что:

- роль механизма многократных столкновений в многонуклонных процессах незначительна;

- в многонуклонных процессах в значительной части случаев нуклоны внутри ядра занимают объемы меньше, чем занимаемые ими объемы в случае малонуклонных событий.

В этом случае необходимо предположить, что взаимодействие первичного адрона происходит с группой жестко - скоррелированных нуклонов. Это предположение в своё время было использовано академиком Балдиным для объяснения основных свойств кумулятивного эффекта [10] и при поиске эффекта ядерных ударных волн в работе [11]. Авторами также было использовано это предположение. Однако, при этом результаты 3 о зависимости  $R(T)$  от  $T$  вызывают некоторые недоумения в силу того, что в области излучения в случае жесткой корреляции нуклонов их кинетическая энергия ("температура" системы) должна увеличиваться. Это, прежде всего, должно отражаться в спектре протонов появлением высокотемпературной компоненты. Очевидно, что для устранения возникающего противоречия необходимо ввести механизм, с помощью которого система жестко-скоррелированных нуклонов "охлаждается". Для этого мы обратимся к результату 3.1, который указывает на то, что в процессах (2) выход  $\pi^+$ - мезонов с импульсами, близкими к импульсам протонов, больше, чем в процессах (1). Возможно, что этот результат и является причиной "охлаждения" системы жестко - коррелированных нуклонов через механизм образования и распада барионных резонансов на протон и  $\pi^+$ - мезоны.

В многонуклонных процессах в кумулятивной области ( $\beta^0 > 1,0$ ) выход протонов с импульсами, большими чем 1 ГэВ/с (релятивистские протоны), больше, малонуклонных событиях. Это означает, что область новой физики – многонуклонной физики начинается при значениях  $\beta^0 > 0.6$ . Аношин и др. [12] нашел, что вероятность рождения пиона со значениями  $\beta^0 > 0.6$  есть  $(2.0 \pm 0.2)\%$  и конечно вероятность протонной эмиссии со значениями  $\beta^0 > 0.6$  в  $\pi^{-12}C$ - взаимодействиях с  $P_{\pi^-} = 40 \text{ GeV/c}$  - намного больше, чем это значение, т.е.  $(37.0 \pm 1.0)\%$  [13]. Это объясняет, почему точка изменения режима не мог быть соблюдена относительно поведения  $R$  как функция  $\beta^0$  пионов. Результаты, полученные в [14, 15] подтверждают предположение, в которых установлено, что многонуклонные события могут быть правильно отобраны с использованием следующих критерий: число протонов больше, чем 3 - 4 и значения величины  $\beta^0 > 0,6$  для пионов, рожденных в  $\pi^{-12}C$ - взаимодействиях при  $P_{\pi^-} = 40 \text{ ГэВ/с}$ .

Для  $\pi^+$ - мезонов  $R^{\pi^+}(\beta^0) > \bar{n}_1 / \bar{n}_1$  при  $\beta^0 > 1,0$  и то, что  $R^{\pi^+}(\beta^0) < \bar{n}_1 / \bar{n}_1$  при  $\beta^0 < 1,0$ , т.е. избыток  $\pi^+$ - мезонов в области  $\beta^0 > 1,0$  связан с примесью неидентифицированных протонов среди  $\pi^+$ - мезонов. Этот факт совместно с результатом 2.2, который указывает на ослабление эффекта лидирования в многонуклонных процессах, можно рассматривать как указание на большой вклад неупругих процессов в многонуклонные события, т.е. на проявления кварковых степеней свободы ядер в многонуклонных процессах. Эти результаты могут иметь важное значение для понимания внутриядерных процессов на малых расстояниях, когда отдельные нуклоны теряют свою индивидуальность и доминирующими являются процессы, связанные с кварковыми степенями свободы ядер, т.е. мы можем считать, что в ряде случаев группа жестко коррелированных нуклонов с большой внутренней энергией в результате дальнейшего увеличения температуры превращается в кварк-глюонную плазму, которая охлаждается путем излучения частиц больших спинов, чем у нуклонов, в том числе и  $\Delta^{++}$ - изобар и  $N^*$ . Мы уже анализировали свойства  $\pi^-$ - мезонов с  $T < 1,0 \text{ ГэВ}$  в многонуклонных  $\pi^{-12}C$ - взаимодействиях [16]. Поэтому в статье исследованы свойства только  $\pi^+$ - мезонов с  $T < 1,0 \text{ ГэВ}$ .

На рис.4 показано распределение по эффективной массе для  $\pi^+p$ -пар в многонуклонных  $\pi^{-12}C$ - взаимодействиях при  $P_{\pi^-} = 40 \text{ ГэВ/с}$ .

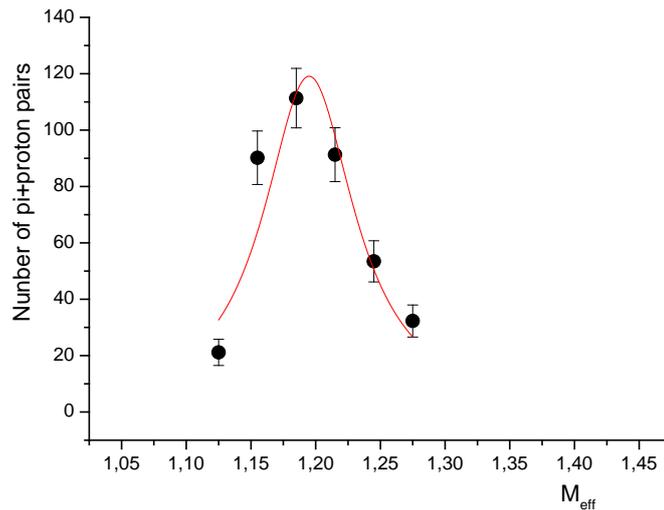


Рис. 4: Распределение по эффективной массе для  $\pi^+$ p –пар в многонуклонных  $\pi^{-12}C$  – взаимодействиях при  $P_{\pi^-}=40$ ГэВ/с (учтены все приведенные ниже ограничения)

При получении графика были применены следующие ограничения: 1) число протонов с импульсами  $P_p < 0.80$ ГэВ/с,  $n' \geq 2$ ; 2) кинетическая энергия "мягких"  $\pi^+$  - мезонов,  $T < 200$ МэВ; 3) кумулятивное число для  $\pi^+$  - мезонов,  $\beta^0 \geq 0,4$ . Для аппроксимации использовали релятивистскую формулу Брейт-Вигнера,

$$F(M) = \frac{AwMM_{eff}}{[(M^2 - M_{eff}^2)^2 + M^2w^2]}$$

Следующие значения для параметров  $w$ ,  $M$  и  $A$  были найдены: ширина резонансного пика  $w=0,086+0,018$ , масса резонанса  $M=(1,194+0,006)$  ГэВ, параметр  $A=10,2+1,4$ .

Масса и ширина резонанса сходится с результатом работы [17].

### Заключение

Установлено, что многонуклонные события могут быть отобраны с использованием следующих критерий: число протонов больше, чем  $3 \div 4$  и значения величины  $\beta^0 > 0,4$  для положительных пионов, рожденных в  $\pi^{-12}C$  - взаимодействиях при  $P_{\pi^-}=40$ ГэВ/с. Оказалось, что многонуклонные  $\pi^{-12}C$  - взаимодействия в основном отличаются от малонуклонных  $\pi^{-12}C$  - событий большим выходом "мягких"  $\pi^+$  - мезонов с кинетическими энергиями  $T < 200$  МэВ. Этот факт может быть объяснен доминирующей ролью механизма рождения  $\Delta^{++}$  - барионных резонансов в многонуклонных процессах и с относительно большим кумулятивным числом - с образованием фазы сильновзаимодействующей материи. Эта фаза представляется как смешанная система внутриядерных нуклонов, изобар, возбужденных нуклонных систем и мезонов.

**Литература**

1. I. Chemakin et al. The BNL E910 Collaboration, E-print:nucl-ex/9902009, (1999)
2. Ron Soltz for the E910 Collaboration. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. (2001) , 27, 319-326
3. Fu-Hu Liu et al. Phys. Rev. C, (2003), 67, 047603.
4. A. Abduzhamilov et al., Z. Phys. C, (1988) , 40, 223.
5. F.H. Liu, Chin. J. Phys. (2002), (Taipei) 40, 159. ,
6. A.L.S.Angelis et al. The HELIOS/3 Collaboration, Eur. Phys. J. (2000), C13, 433-452.
7. M.C. Abreu et al. Phys.Let. B, (1999), 450,456; M.C.Abreu et al. Phys.Let. B, (1997),410, 337; M.C.Abreu et al. Phys.Let. B, (1997),410,327; M.C. Abreu et al. By NA50 Collaboration: Phys.Lett. B, (2001),499, 85-96.
8. M.K. Suleimanov et al., Phys.Rev. C, (1998), 58, 351.
9. arXiv:0711.0547v1 [nucl-ex] 4 Nov 2007
10. A.M. Baldin ECHAYA, v.8,issue 3,1977,pp.429-477
11. A.I. Anoshin et al. Yad.Fiz., (1981),33:164-168.
12. A.I. Anoshin et al. Sov.J.Nucl.Phys. (1980), 31: 347; Yad.Fiz. (1980),31:668-673.
13. N. Angelov et al. Preprint JINR, P1-11951, Dubna, 1978.
14. A.I.Anoshin et al.Yad.Fiz. (1982),36:409-416.
15. O.B. Abdinov et al. Journal of PEPAN Letters, JINR (1996), N1 [75-96], p.51.
16. Y. H. Huseynaliyev Azerbaijan journal of physics, section: En, 2012, vol. XVIII №1, pp.19-24.
17. J. Beringer et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 (2012).

---

**Article received: 2016-10-18**