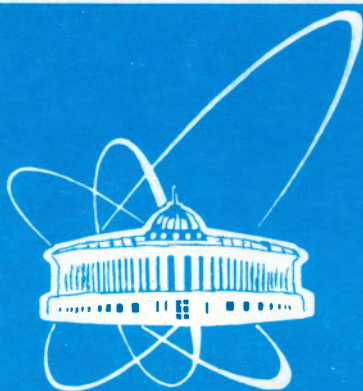


94-240



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-94-240

К.Н.Ермаков<sup>1</sup>, О.В.Рогачевский<sup>1</sup>, М.И.Соловьев,  
М.В.Стабников<sup>1</sup>, А.П.Чеплаков, Н.Г.Фадеев

ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ  
В ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЧАСТИЦ И СОБЫТИЙ  
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

---

<sup>1</sup>Петербургский институт ядерной физики, Гатчина

1994

# 1. Введение

Настоящая работа является частью исследований множественных процессов в ядро-ядерных столкновениях, проводимых с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной в пучках релятивистских ядер дубненского синхрофазотрона.

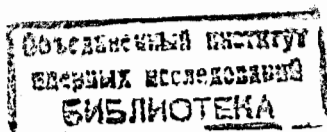
Изучение ядро-ядерных взаимодействий является одним из источников информации о кварковых степенях свободы в ядре, которые проявляются в особенностях рождения вторичных частиц в таких взаимодействиях, по сравнению с нуклон-нуклонными.

Получение информации о новых закономерностях ядерных взаимодействий нуждается в развитии новых подходов к анализу результатов экспериментов. С этой целью ведутся поиски кинематических переменных и областей их изменения, наиболее чувствительных к проявлению ожидаемых эффектов.

Согласно гипотезе кумулятивного эффекта [1] кварковые степени свободы в ядрах должны проявляться в независимости инвариантных сечений образующихся частиц от энергии столкновения выше некоторого ее порогового значения. Универсальность спектров кумулятивных частиц была подтверждена экспериментально и сформулирована в виде положений о "ядерном скейлинге" [2].

Для изучения кумулятивного эффекта было предложено несколько новых переменных [3]–[6]. Введение этих переменных было стимулировано, с одной стороны, поисками физически наглядной переменной для установления порогового значения энергии столкновения и, с другой стороны, поисками переменной, наилучшим образом описывающей универсальность поведения инклюзивных спектров частиц выше этого порога.

Однако любая из инклюзивных переменных является только одномерной проекцией исследуемой области фазового пространства и не может обладать всей полнотой информации о столь сложном явлении, как рождение кумулятивных частиц. Для получения полной информации о взаимодействии необходимо изучить особенности их рождения, используя всю совокупность переменных как инклюзивных для частиц, так и коллективных переменных для событий, а также возможные корреляции между ними.



В настоящей работе представлены некоторые результаты подобного анализа событий с рождением  $\pi^-$ -мезонов во взаимодействиях протонов, дейтронов и ядер  $He$  и  $C$  при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон и дейтронов с начальным импульсом 1.7 ГэВ/с на нуклон с углеродом.

Для выделения  $\pi^-$ -мезонов, рождающихся за кинематическими пределами нуклон-нуклонного столкновения, используется фейнмановская переменная  $x_F$  в нуклон-нуклонной системе центра масс и переменная порядка кумулятивности  $n_k$ . Исследуются зависимости между порядком кумулятивности и фейнмановской переменной  $\pi^-$ -мезонов, а также зависимость средней множественности заряженных частиц, средней множественности  $\pi^-$ -мезонов и числа взаимодействующих нуклонов событий от порядка кумулятивности  $\pi^-$ -мезонов.

## 2. Метод анализа данных

В данной работе для изучения выбраны инклюзивные характеристики  $\pi^-$ -мезонов и коллективные переменные событий, в которых возможно проявление ненуклонных степеней свободы ядра. Все рассматриваемые переменные, если они выделяют один и тот же эффект, должны каким-либо образом коррелировать друг с другом либо во всей области своего изменения, либо хотя бы в определенной его части.

Одной из переменных, предложенных для изучения кумулятивных частиц, является порядок кумулятивности или кумулятивное число [3]  $n_k$ , которое вычисляется по формуле:

$$n_k = \frac{E - p_{\parallel}}{m_N}, \quad (1)$$

здесь  $E$  и  $p_{\parallel}$  — энергия и продольный импульс <sup>1</sup> частицы в лабораторной системе координат,  $m_N$  — масса нуклона.

Определенную таким образом величину  $n_k$  можно интерпретировать как минимальную массу мишени, необходимую для образования данной вторичной частицы, т.к. при суммировании этих величин для

<sup>1</sup>Для фиксированных мишеней компонента импульса частицы, параллельная импульсу налетающей частицы.

всех вторичных частиц по закону сохранения энергии и импульса должна получиться масса мишени.

В работе [5] было предложено другое определение величины минимальной массы мишени, необходимой для рождения быстрой частицы за пределами NN-столкновения. Формула для расчета минимальной массы мишени  $x_c$  в случае рождения кумулятивных пионов:

$$x_c = \frac{n_k E_0}{E_0 - E_{\pi} - m_{\pi} - m_N}, \quad (2)$$

здесь:

$E_0$  — энергия налетающей частицы;  
 $E_{\pi}$  — энергия  $\pi^-$ -мезона;  
 $m_{\pi}$  — масса  $\pi^-$ -мезона.

При  $E_0 \gg m_N$  эти переменные совпадают. Поскольку в основном в экспериментальных исследованиях использовалась переменная  $n_k$ , то и в данной работе для порядка кумулятивности мы будем использовать определение (1).

Для выделения  $\pi^-$ -мезонов, образующихся за кинематическими пределами нуклон-нуклонного взаимодействия, мы используем фейнмановскую переменную  $x_F = p_{\parallel}^*/p_{max}^*$  для нуклон-нуклонного столкновения. Здесь  $p_{\parallel}^*$  — импульс частицы в нуклон-нуклонной системе центра масс и  $p_{max}^*$  — максимально возможный импульс для этой частицы в этой же системе.

Максимальный импульс  $p_{max}^*$   $\pi^-$ -мезона, образующегося в столкновении нуклонов вычисляется по следующей формуле:

$$p_{max}^* = \frac{[(s - m_p^2 - m_n^2)^2 - 4m_p^2 m_n^2]^{1/2}}{2\sqrt{s}}, \quad (3)$$

где

$$s = (p_p + p_n)^2 \text{ — квадрат полной энергии,} \\ m_x^2 = (m_p + m_n)^2.$$

Очевидно, что  $\pi^-$ -мезоны с  $|x_F| > 1$  попадают в область, кинематически запрещенную для нуклон-нуклонных взаимодействий (КЗО).

Если рождение кумулятивной частицы является результатом взаимодействия с многокварковой конфигурацией в ядрах, то это должно отразиться и на характеристиках события в целом. Изучение различных коллективных переменных, которые являются характеристикой конечного состояния всей системы, возможно в эксклюзивных экспериментах.

В данной работе также исследуется зависимость коллективных переменных событий от порядка кумулятивности  $\pi^-$ -мезонов в них. Для изучения выбраны следующие переменные: средняя множественность заряженных частиц  $\langle n_{ch} \rangle$ , средняя множественность  $\pi^-$ -мезонов  $\langle n_{\pi^-} \rangle$ , а также среднее число нуклонов  $\langle Q \rangle$ , участвующих в реакции.

Для вычисления среднего числа взаимодействующих нуклонов используется коллективная переменная нетто-заряда или суммарного заряда вторичных частиц [7].

Как следует из закона сохранения заряда, суммарный заряд вторичных частиц, за исключением частиц-спектаторов, равен числу протонов, принявших участие во взаимодействии. Поскольку прямое определение числа взаимодействующих нуклонов невозможно, то вполне разумно воспользоваться суммарным зарядом вторичных частиц как косвенной оценкой числа взаимодействующих нуклонов.

В настоящей работе для вычисления числа взаимодействующих нуклонов используется следующая формула:

$$Q = n_{ch} - 2n_- - n_p^f - n_t^f, \quad (4)$$

где:

- $n_{ch}$  — число заряженных частиц в событии;
- $n_-$  — число отрицательных частиц в событии;
- $n_p^f$  — число спектаторов ядра-снаряда;
- $n_t^f$  — число спектаторов ядра-мишени.

Если сталкивающиеся ядра имеют одинаковое число протонов и нейтронов, то среднее число взаимодействующих нуклонов равно  $2 \langle Q \rangle$ .

### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1. Экспериментальный материал

Число событий, использованных для анализа, представлено в таблице 1.

Таблица 1. Число событий по взаимодействиям

$p_{inc} = 4.2 \text{ ГэВ/с нуклон}$		$p_{inc} = 1.7 \text{ ГэВ/с нуклон}$		
$pC$	$dC$	$\alpha C$	$CC$	$dC$
5284	6735	4852	7327	1523

Методические вопросы, связанные с идентификацией частиц и с выделением взаимодействий на ядрах углерода в пропане, были рассмотрены подробно в работах [8, 9].

#### 3.2. Зависимость средних характеристик $\pi^-$ -мезонов от порядка кумулятивности и массы ядра-снаряда

На рис. 1 показано распределение  $\pi^-$ -мезонов по порядку кумулятивности для  $pC$ ;  $dC$ ;  $\alpha C$ -и  $CC$ -взаимодействий для импульса налетающих частиц 4.2 ГэВ/с на нуклон.

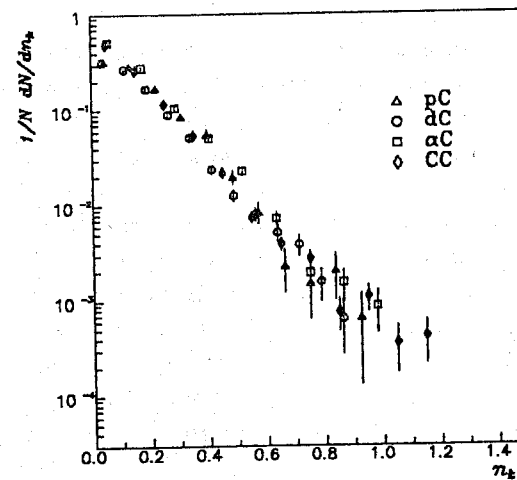


Рис. 1. Распределение  $\pi^-$ -мезонов по  $n_k$  для импульса налетающих частиц 4.2 ГэВ/с на нуклон

Видно, что эти распределения при  $n_k > 0.1$  имеют экспоненциальный характер. Переменная  $n_k$  выделяет отличие ядро-ядерных взаимодействий, так как в нуклон-нуклонных взаимодействиях [10] при близком значении импульса налетающей частицы ( $p = 3.83$  ГэВ/с) распределение  $\pi^-$ -мезонов отличается от экспоненциального и не наблюдаются  $\pi^-$ -мезоны с  $n_k > 0.6$ .

Параметризация распределений экспоненциальной зависимостью вида:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dn_k} \propto a e^{-bn_k} \quad (5)$$

дает средние значения  $\langle n_k \rangle$  и параметры наклона, которые приведены в таблице 2.

Таблица 2. Результаты параметризации распределений по  $n_k$

	pC	dC	$\alpha$ C	CC
$\langle n_k \rangle$	$0.165 \pm 0.005$	$0.151 \pm 0.006$	$0.149 \pm 0.002$	$0.136 \pm 0.005$
$b$	$7.8 \pm 0.3$	$8.1 \pm 0.2$	$7.7 \pm 0.2$	$8.1 \pm 0.2$
$\chi^2/\text{ст.св.}$	13.9	6.7	11.3	15.4

На рис. 2 показано распределение средних значений импульса  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от порядка кумулятивности.

В распределении среднего импульса  $\pi^-$ -мезонов по порядку кумулятивности можно выделить две области: в первой области с увеличением значения  $n_k$  средние значения импульсов уменьшаются и достигают минимума, а во второй области с увеличением значения  $n_k$  значения импульса растут.

Зависимости средних инклюзивных характеристик вторичных частиц от их порядка кумулятивности изучались при разных энергиях и типах налетающих частиц и подобные области с различной зависимостью выделяются во всех рассматриваемых распределениях средних характеристик частиц по  $n_k$ . Однако значение  $n_k$ , при котором, например, распределение среднего импульса  $\pi^-$ -мезонов достигает минимума, разное, что и не позволяет трактовать  $n_k$  как массу мишени.

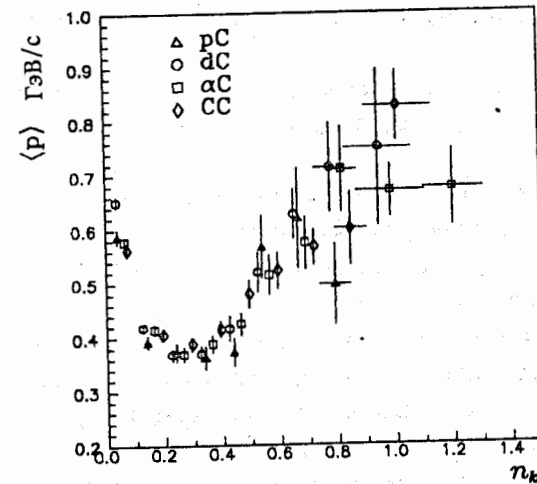


Рис. 2. Зависимость  $\langle p \rangle$  от  $n_k$   $\pi^-$ -мезонов для импульса налетающих частиц 4.2 ГэВ/с на нуклон.

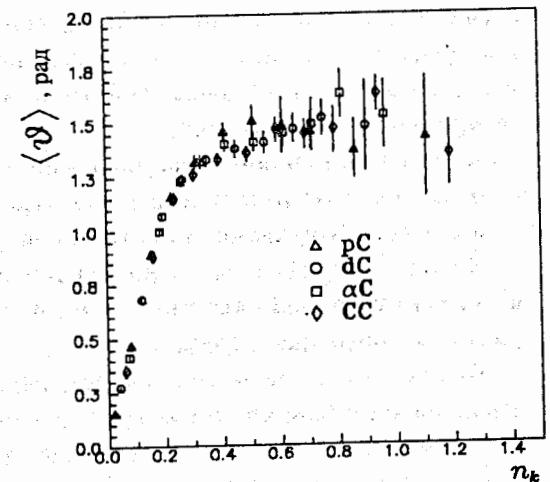
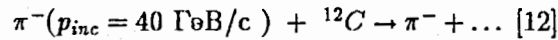


Рис. 3. Зависимость  $\langle \theta \rangle$  от  $n_k$   $\pi^-$ -мезонов для импульса налетающих частиц 4.2 ГэВ/с на нуклон.

В реакции



минимум в распределении средних импульсов  $\pi^-$ -мезонов по порядку кумулятивности находится в области  $n_k \sim 0.6$ .

При исследовании взаимодействий с  $Ta$  ядер  $d, {}^4\text{He}, {}^{12}\text{C}$  с импульсом 4.2 ГэВ/с на нуклон [11] разделение областей происходит при значении  $n_k \sim 0.2$ .

В работе [13], использующей тот же экспериментальный материал, что и в настоящей работе <sup>2</sup>, было отмечено, что  $\pi^-$ -мезоны с  $n_k < 0.2$  рождаются в области фрагментации ядра-снаряда, а с  $n_k > 0.2$  — в области фрагментации ядра-мишени.

Распределение средних углов вылета  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от порядка кумулятивности, показанное на рис. 3, указывает на существование еще одной области — при которой значения средних углов выходят на плато, т.е. перестают зависеть от  $n_k$ .

Поведение этого распределения в рассмотренных выше работах аналогично приведенному на рис. 3. Значения  $n_k$ , при которых распределение средних углов вылета частиц выходит на плато:  $\sim 2$  для  $\pi^-$ -мезонов, рождающихся в  $\pi^-C$ -взаимодействии, и  $n_k \sim 0.8$  для  $(d, {}^4\text{He}, C) + Ta$  и  $(p, d, {}^4\text{He}, C) + C$ -реакциях.

Природа изменения хода зависимостей средних характеристик частиц от  $n_k$  выявляется при рассмотрении ядро-ядерных взаимодействий в нуклон-нуклонной системе центра масс.

На рис. 4 приведены распределения  $\pi^-$ -мезонов по переменной  $x_F$  в нуклон-нуклонной системе центра масс для рассматриваемого экспериментального материала.

Видно, что для всех типов ядра-снаряда спектры  $\pi^-$ -мезонов в пределах ошибок близки. Наблюдается различие в спектрах лишь в области  $|x_F| > 1$ , т.е. для  $\pi^-$ -мезонов, летящих вперед ( $x_F > 1$ ) и назад ( $x_F < 1$ ) в нуклон-нуклонной системе центра масс. Число кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов, летящих в области фрагментации ядра-мишени, для всех типов взаимодействий больше числа  $\pi^-$ -мезонов, относящихся

к области фрагментации ядра-снаряда. При этом они имеют и более жесткий спектр — для  $CC$ -взаимодействия  $x_F$  достигает значений 2 для  $\pi^-$ -мезонов, летящих назад, и только 1.3 для  $\pi^-$ -мезонов, летящих вперед. По-видимому, это является следствием несовпадения областей фрагментации в нуклон-нуклонном и ядро-ядерном взаимодействиях.

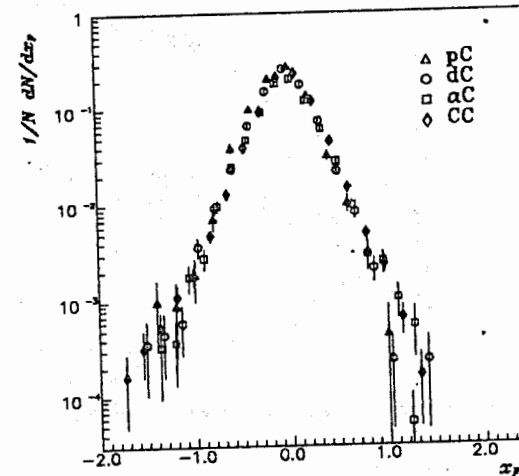


Рис. 4. Распределение  $\pi^-$ -мезонов по  $x_F$  в нуклон-нуклонной системе центра масс для импульса налетающих частиц 4.2 ГэВ/с на нуклон

Связь между фейнмановской переменной и порядком кумулятивности частиц демонстрируется на рис. 5а, на котором показана зависимость среднего порядка кумулятивности от фейнмановской переменной для  $\pi^-$ -мезонов, рождающихся в рассматриваемых реакциях.

Средние значения порядка кумулятивности для всех типов налетающих частиц лежат на одной кривой. При этом для  $\pi^-$ -мезонов, вылетающих в NN с. ц. м. вперед, значение порядка кумулятивности близко к нулю (рис. 1) и начинает расти только для  $\pi^-$ -мезонов, вылетающих назад. Рис. 5а выделяет главную особенность порядка кумулятивности — область изменения этой переменной в основном лежит в области фрагментации нуклона-мишени (ядра-мишени) и дает возможность подробно исследовать особенности рождения частиц в этой области.

Из рис. 5а видно, что область  $n_k > 0.8$  соответствует значениям  $x_F < -1$ . В то же время это лишь часть КЗО, определенной при по-

<sup>2</sup>В настоящей работе увеличено число событий во всех взаимодействиях.

мощи Фейнмановской переменной. При этом не учитываются частицы с  $x_F > 1$ , хотя именно в этой области и был впервые обнаружен кумулятивный эффект [14].

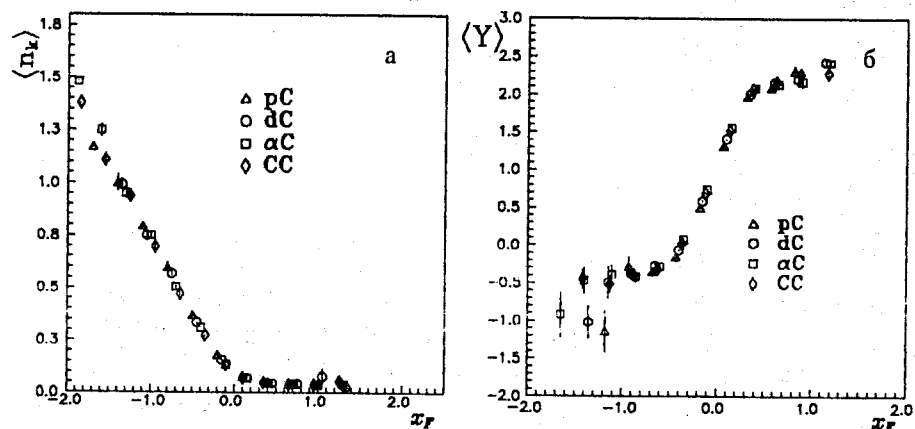


Рис.5а,б. Зависимости  $\langle Y \rangle$  и  $\langle n_k \rangle$   $\pi^-$ -мезонов от  $x_F$  для импульса налетающих частиц 4.2 ГэВ/с на нуклон

На рис.5б приведено распределение среднего значения быстроты  $\pi^-$ -мезонов от значения Фейнмановской переменной для них. Приведенная зависимость позволяет выделить область быстрот, которую занимают частицы, вылетающие в КЗО.

Таким образом, рассмотрение зависимостей между различными инклюзивными переменными для  $\pi^-$ -мезонов позволило нам выяснить происхождение особенностей в распределениях их средних характеристик по порядку кумулятивности: изменения в распределениях средних характеристик частиц в ядро-ядерных взаимодействиях по порядку кумулятивности коррелируют с переходом частиц из области фрагментации мишени в область фрагментации снаряда в нуклон-нуклонном взаимодействии и выходом их в КЗО.

Следует отметить, что значения границ между областями несколько условны, так как они получены из распределения средних величин  $x_F$  и  $n_k$  и это скорее некоторые переходные области значений этих переменных.

### 3.3. Зависимость средних характеристик $\pi^-$ -мезонов от порядка кумулятивности и энергии ядра-снаряда

Данные по рождению  $\pi^-$ -мезонов при взаимодействии дейтронов с импульсом 1.7 ГэВ/с на нуклон с углеродом позволяют исследовать зависимость характеристик рождающихся  $\pi^-$ -мезонов от энергии налетающего ядра.

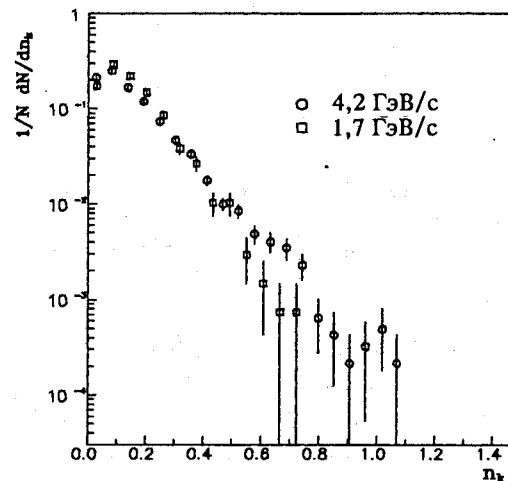


Рис. 6. Распределение по порядку кумулятивности  $\pi^-$ -мезонов, для дейтронов с различными импульсами

На рис. 6 приведены распределения по порядку кумулятивности  $\pi^-$ -мезонов, образующихся при взаимодействии с углеродом дейтронов с импульсами 1.7 и 4.2 ГэВ/с на нуклон. Как и для более высокой энергии, распределение  $\pi^-$ -мезонов имеет экспоненциальную форму. Параметры распределений сравниваются в таблице 3.

Таблица 3. Результаты параметризации распределений по  $n_k$

	4.2 ГэВ/с · нуклон	1.7 ГэВ/с · нуклон
$\langle n_k \rangle$	$0.151 \pm 0.005$	$0.232 \pm 0.006$
$b$	$8.1 \pm 0.2$	$10.2 \pm 0.4$
$\chi^2$	6.7	3.1

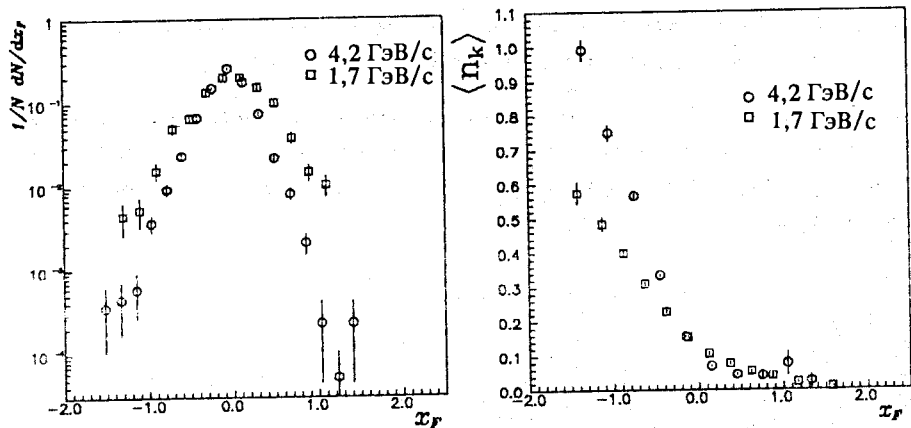


Рис. 7. Распределение  $\pi^-$ -мезонов по  $x_F$  в нуклон-нуклонной системе центра масс при различных импульсах налетающих дейтронов

На рис. 7 сравниваются распределения  $\pi^-$ -мезонов по  $x_F$  для реакции  $dC$  при импульсах дейтронов 1.7 и 4.2 ГэВ/с на нуклон. Распределение несколько шире при низкой энергии налетающих дейтронов, т.к. при этой энергии области фрагментации мишени и снаряда еще не разделены и спектр мезонов по импульсу более однороден.

Сравнивая распределения средних значений порядка кумулятивности в зависимости от  $x_F$  (рис. 8), можно ожидать изменения границ для областей вылета частиц, рассмотренных выше. При этом частицы, вылетающие в области фрагментации мишени, будут иметь значения  $n_k > 0.1 \div 0.2$ , а частицы, вылетающие в КЗО, —  $n_k > 0.4 \div 0.5$ .

Зависимость средних характеристик  $\pi^-$ -мезонов от порядка кумулятивности показана на рис. 9. Видно, что все зависимости имеют те же характерные особенности, что и приведенные выше с импульсом налетающих частиц 4.2 ГэВ/с на нуклон. Изменения в положении этих особенностей произошли так, как и предполагалось: области фрагментации мишени и снаряда на распределении среднего импульса разделяются при  $n_k \approx 0.1$ , а область КЗО начинается с  $n_k \approx 0.4$ .

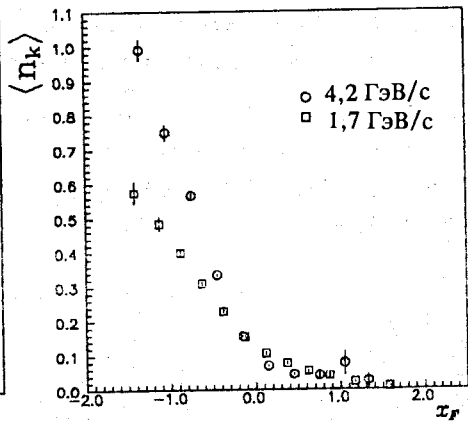


Рис. 8. Зависимость между  $\langle n_k \rangle$   $\pi^-$ -мезонов и  $x_F$  при импульсе налетающих частиц 1.7 ГэВ/с на нуклон

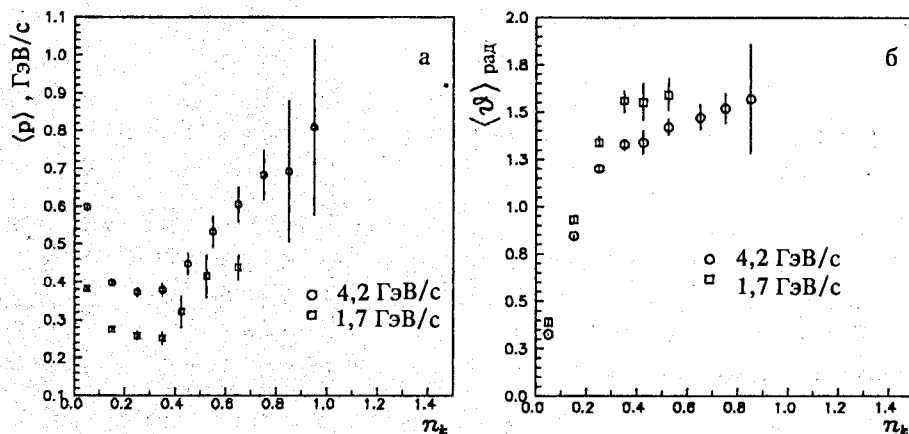
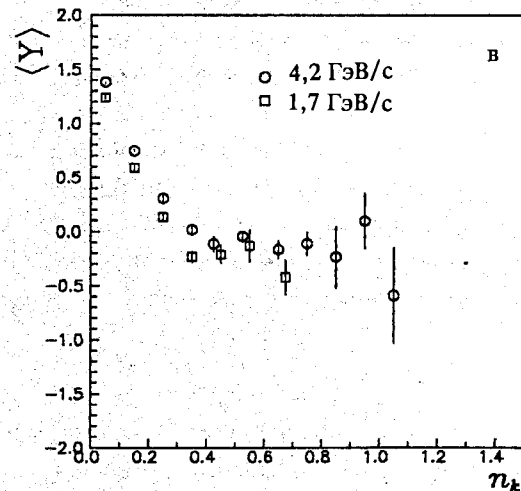


Рис. 9. Зависимости: а)  $\langle p \rangle$ , б)  $\langle \theta \rangle$ , и в)  $\langle y \rangle$  от  $n_k$  для  $\pi^-$ -мезонов при импульсе дейтронов 1.7 ГэВ/с на нуклон





Приведенные распределения подтверждают вывод предыдущего параграфа о том, что особенности в распределениях средних характеристик частиц по  $n_k$  связаны с границами областей фрагментации и КЗО в нуклон-нуклонной с.д.м.. При изменении энергии налетающего ядра-снаряда положение этих особенностей в спектрах изменяется соответствующим образом.

### 3.4. Зависимость коллективных переменных событий от порядка кумулятивности

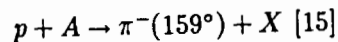
В исследованиях кумулятивных процессов [12] уже отмечалось различие между средними значениями множественности заряженных частиц в области фрагментации ядра-мишени и ядра-снаряда.

В инклюзивных экспериментах при изучении зависимости сечений рождения кумулятивных частиц от массы сталкивающихся ядер в виде

$$\sigma_{inv} \sim A^m$$

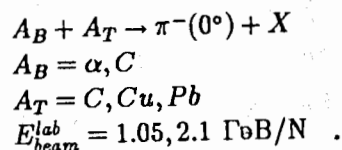
наблюдается возрастание степени  $A$ -зависимости с увеличением кумулятивного числа  $x_c$ , вычисленного по формуле (2). Для удобства ниже мы будем называть это  $x_c$ -зависимостью.

В частности, при исследовании рождения кумулятивных пионов в реакции



с энергией налетающего протона 25-65 ГэВ для  $A \geq 27$  и  $0.6 \leq x_c \leq 2.0$  получена аппроксимация вида  $m = 0.75 + 0.21x_c$ .

Зависимость сечения рождения частиц от атомного номера как ядра-снаряда, так и ядра-мишени исследовалась в работе [16] при изучении реакции



При параметризации сечения  $E d^3\sigma/d^3p \propto A_{B(T)}^m$  была обнаружена слабая зависимость от массы ядра-мишени, но сечение оказывается в

сильной зависимости от массы ядра-снаряда. Кроме того, наблюдалось увеличение показателя степени при выходе за пределы кинематики нуклон-нуклонного столкновения. При этом сама  $x_c$ -зависимость одинакова для фрагментирующих ядер. По-видимому, она связана именно с массой объектов, взаимодействующих при столкновении ядер.

Как видно из результатов этих работ, увеличение показателя степени при выходе в кинематически запрещенную область связано с углом вылета кумулятивной частицы. Для частиц, вылетающих в область фрагментации мишени,  $x_c$ -зависимым оказывается показатель при  $A_T$ , а для частиц в области фрагментации ядра-снаряда — показатель при  $A_B$ .

Если порядок кумулятивности интерпретировать как минимальную массу мишени, необходимую для образования вторичной частицы с данным импульсом, то должна быть зависимость от этой переменной и других коллективных переменных, связанных с массой или числом частиц мишени, участвующих во взаимодействии. В частности, должна быть зависимость числа взаимодействующих нуклонов и средней множественности частиц в событии от порядка кумулятивности.

На рис. 10 показаны распределения средней множественности  $\pi^-$ -мезонов  $\langle n_{\pi^-} \rangle$ , средней множественности заряженных частиц  $\langle n_{ch} \rangle$  и среднего числа взаимодействующих нуклонов  $\langle Q \rangle$  от порядка кумулятивности  $\pi^-$ -мезонов в событии.

При вычислении числа взаимодействующих частиц спектаторами ядра-снаряда считались положительно заряженные частицы с углом вылета  $\theta \leq 4^\circ$  и импульсом  $p \geq 3$  ГэВ/с для налетающих ядер с импульсом 4.2 ГэВ/с на нуклон и  $p \geq 1.2$  ГэВ/с для дейтронов с импульсом 1.7 ГэВ/с на нуклон. К спектаторам ядра-мишени в обоих случаях относились протоны, дейтроны, ядра трития, гелия с импульсами  $p \leq 0.3$  ГэВ/с на нуклон.

Распределения коллективных переменных для всех типов налетающих частиц демонстрируют заметное увеличение средних значений характеристик событий при переходе из области фрагментации ядра-мишени в КЗО. Значения  $n_k \sim 0.4$  и  $\sim 0.8$  для налетающих частиц с импульсами 1.7 и 4.2 ГэВ/с на нуклон соответственно.

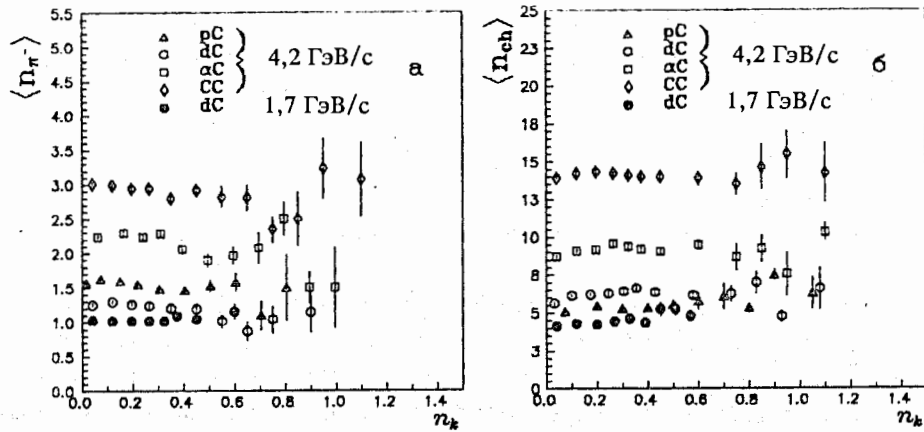


Рис. 10. Зависимости: а)  $\langle n_{\pi^-} \rangle$  б)  $\langle n_{ch} \rangle$  и в)  $\langle Q \rangle$  от  $n_k$   $\pi^-$ -мезонов

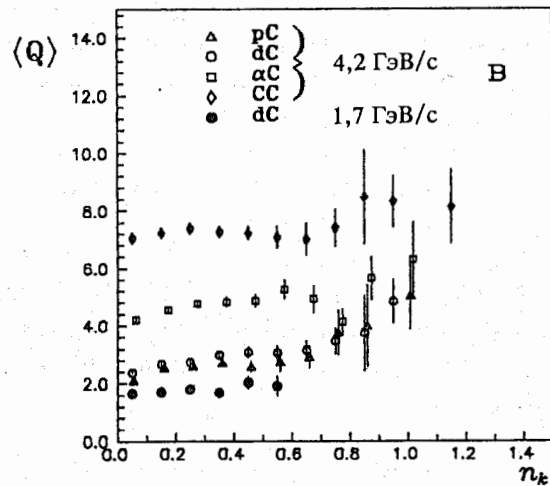


Рис. 10 подтверждает сделанное выше предположение о зависимости коллективных переменных событий от порядка кумулятивности. Коллективные переменные, характеризующие событие в целом, оказываются достаточно чувствительными к выделению областей рождения частиц и, следовательно, к механизмам их рождения. Поскольку статистика событий с  $\pi^-$ -мезонами, вылетающими в КЗО, мала ( $\approx 1\%$ ), то данное наблюдение служит скорее указанием на существование подобной зависимости, нуждающимся в дальнейшей проверке.

Можно предположить, что  $x_c$ -зависимость сечений и обнаруженное увеличение числа взаимодействующих нуклонов являются проявлением одного и того же эффекта. В этом случае для кумулятивных частиц, вылетающих в область фрагментации мишени число взаимодействующих нуклонов растет за счет нуклонов мишени и наоборот, для кумулятивных частиц в области фрагментации снаряда оно растет за счет нуклонов снаряда. Такая картина процесса совпадает с "горячими" флуктонными моделями, в которых источником кумулятивных частиц является нуклонный кластер, формирующийся в результате сжатия нуклонов вдоль траектории движущейся частицы [17].

#### 4. Заключение

Проведенное исследование зависимостей от порядка кумулятивности  $\pi^-$ -мезонов различных их характеристик и коллективных переменных событий с ними позволяет сделать следующие выводы:

1. Переменная  $n_k$  (формула 1) позволяет детально исследовать свойства частиц в области фрагментации ядра-мишени. Выделение самих областей фрагментации ядра-снаряда, ядра-мишени и кинематически запрещенной для нуклон-нуклонного столкновения осуществляется более явно при использовании фейнмановской переменной  $x_F$ .
2. Изменения в распределениях средних характеристик  $\pi^-$ -мезонов от переменной  $n_k$  связаны с переходом между областями фрагментации ядра-снаряда, ядра-мишени и вылетом частиц в кинематически запрещенную область.

3. Характер зависимости средних характеристик  $\pi^-$ -мезонов от переменной  $n_k$  не меняется при изменении импульса налетающего дейтрона от 4.2 ГэВ/с к 1.7 ГэВ/с на нуклон.
4. Распределения коллективных переменных в событиях с  $\pi^-$ -мезонами: средней множественности, средней множественности  $\pi^-$ -мезонов и среднего числа нуклонов-участников в событиях по порядку кумулятивности также имеют особенности при значениях  $n_k$ , характеризующих переход между областями фрагментации ядрамишени и КЗО.

Авторы благодарят участников сотрудничества по двухметровой пузырьковой пропановой камере ЛВЭ ОИЯИ за получение экспериментального материала и за обсуждение полученных результатов.

## Литература

- [1] Балдин А.М. — Краткие сообщения по физике АН СССР, 1, с.35, 1971.
- [2] Лексин Г.А. — Труды XIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, т.1, с.А6-1, 1976.
- [3] Балдин А.М. — Препринт ОИЯИ Е-80-545, Дубна, 1980.
- [4] Гиордэнеску Н., Ставинский В.С. — Сообщение ОИЯИ Р2-81-369, Дубна, 1981.
- [5] Balдин А.М. et al. — Preprint JINR E1-82-472, Dubna, 1982.
- [6] Герзон С.А. и др. — Препринт ИТЭФ 5, Москва, 1987.
- [7] Агакишиев Г.Н. и др. — Препринт ОИЯИ Р1-86-370, Дубна, 1986.
- [8] Агакишиев Г.Н. и др. — Препринт ОИЯИ Р1-83-662, Дубна, 1983.
- [9] Армутлийски Д. и др. — Препринт ОИЯИ Р1-86-263, Дубна, 1986.
- [10] Абдивалиев А. и др. — Препринт ОИЯИ Р1-81-437, Дубна, 1981.
- [11] Баатар Ц. и др. — Препринт ОИЯИ Р1-81-516, Дубна, 1981.
- [12] Аношин А.И. и др. — ЯФ, 36, с.409, 1982.
- [13] Армутлийски Д. и др. — ЯФ, 41, с.1235, 1985.
- [14] Балдин А.М. — ЯФ, 18, с.79, 1973.
- [15] Беляев И.М. и др. — Препринт ОИЯИ Р1-93-5, Дубна, 1993.
- [16] Moeller E. et al. — Phys.Rev. C, 28, p.1246, 1983.
- [17] Ефремов А.В. — ЭЧАЯ, 13, с.613, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 июня 1994 года.