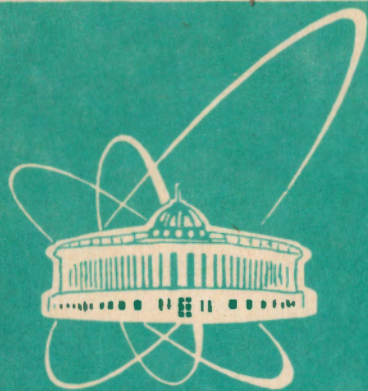


93-5



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-93-5

И.М.Беляев*, О.П.Гаврищук, Л.С.Золин, В.Ф.Переседов

ОБРАЗОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ
ПИОНОВ И КАОНОВ
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ОТ 15 ДО 65 ГэВ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

1993

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные, полученные в начальный период исследования выхода частиц в заднюю полусферу при фрагментации ядер в пучках частиц высокой энергии [1,2], позволили установить определенную универсальность поведения спектров этих частиц в области, лежащей за кинематическим пределом для взаимодействия на свободном покоящемся нуклоне [3,4]. Соответствующие процессы отражают коллективный характер взаимодействия в ядрах, когда в формировании быстрой частицы, летящей назад, принимают участие несколько нуклонов ядра. При попытках количественного описания высокоимпульсной части спектров с привлечением сценариев процесса, где рассматриваются только нуклонные степени свободы (перерасcеяние, ферми-движение, высокоимпульсная нуклонная компонента), не удается получить удовлетворительного согласия с экспериментом. Большого успеха можно добиться в подходах, где используется гипотеза об образовании в ядре плотного нуклонного кластера в форме мультикварковой конфигурации, а вылет быстрой частицы назад связывается с проявлением зрительского механизма при разрушении подобного кластера. Основанные на таком подходе количественные оценки выхода жестких пионов назад, сделанные в работах [5,6,7], дают удовлетворительное согласие с экспериментом.

Для обозначения подобных процессов А.М.Балдиным был предложен термин "кумулятивные" [8,9], который отражает тот факт, что для рождения кумулятивной частицы необходима концентрация в области взаимодействия, в малом локальном объеме (≤ 1 фм), энергии нескольких нуклонов ядра путем их слияния в "каплю" адронной материи. Образование подобной адронной капли может происходить как вследствие возникновения флуктуации плотности (флуктуона) в обычной, холодной, ядерной среде ("холодная" модель), так и в результате сжатия ядерной материи под действием налетающей частицы ("горячая" модель). К расшифровке механизма образования подобных сгустков адронной материи в ядрах следует, очевидно, подходить с позиций современной теории сильных взаимодействий - КХД.

В настоящее время многие вопросы, связанные с временной и пространственной эволюцией многокварковых образований в ядрах, остаются открытыми. Отмеченная в работе [10] трудность выбора между "горячими" и "хо-

лодными" моделями сохраняется до сих пор. Эта проблема могла бы быть разрешена при исследовании кумулятивных процессов с помощью наиболее чистого пробника - лептонов. Однако из-за малого сечения кумулятивных процессов практически все имеющиеся на сегодня экспериментальные данные получены в адронных и фотонных пучках и связаны с исследованием выхода кумулятивных пионов, каонов и барионных фрагментов (протоны, нейтроны, лямбда-частицы и легкие ядра). Исследование образования кумулятивных векторных мезонов и лептонных пар - задача будущих экспериментов, требующих более интенсивных пучков и аппаратуры с высоким быстродействием.

Активный интерес к исследованию рождения кумулятивных мезонов был стимулирован гипотезой кумулятивного эффекта А.М.Балдина (1971, [11]), согласно которой кварковые степени свободы в ядрах должны проявляться при энергиях пучков, когда импульс, приходящийся на конститuent частицы-снаряда, превышает порог конфаймента (т.е. $\geq 0.3-0.5$ ГэВ/с). Впоследствии был предложен лоренц-инвариантный критерий, основанный на учете разности квадратов 4-скоростей (b_{ik}) взаимодействующих объектов [12]. Согласно b_{ik} -критерию можно считать, что кварковые степени свободы проявляются в ядрах, начиная с $b_{ik} \simeq 5$, что соответствует энергии протонных пучков $E=3-4$ ГэВ. Выше этого порога наблюдается универсальность поведения спектров кумулятивных частиц, которая может быть охарактеризована как "ядерный скейлинг" [4]: наклоны энергетических спектров кумулятивных частиц при фиксированном угле наблюдения постоянны и не зависят в первом приближении от энергии и типа частиц пучка и массового числа (A) ядер мишени. Далее было установлено [13], что величина инвариантных сечений не зависит от типа кумулятивной частицы, если сечения представлены в зависимости от кумулятивной переменной x_s , и кумулятивные частицы имеют "валентное" происхождение (т.е. имеют в своем составе валентные кварки нуклонов ядра).

Эти факты говорят в пользу того, что в кумулятивных процессах мы встречаемся с проявлением локальных свойств адронной материи в ядрах [14], т.е. с независимостью от протяженности ядерной среды, когда ее плотность постоянна (что справедливо для внутреннего объема ядер с $Z \geq 6$). Если кумулятивный эффект - результат взаимодействия с многокварко-

выми конфигурациями в ядрах, то существенной характеристикой такого процесса, как и при взаимодействии элементарных частиц, должна быть масштабная инвариантность, которая проявляется в независимости инвариантных сечений от энергии столкновения. Допуская в соответствии с "холодными" моделями, что мультикварковая конфигурация - виртуальное образование в холодной ядерной материи, можно попытаться восстановить импульсный спектр конститuentов этого объекта путем регистрации спектровых частиц-продуктов его фрагментации, т.е. восстановить кварк-партонную структурную функцию ядра при $x_c \geq 1$ [15].

Два обстоятельства при этом должны быть учтены. Во-первых, опыт следует проводить при достаточно высоких энергиях пучка E_0 с тем, чтобы обеспечить условие приближения к асимптотической свободе, т.е. обеспечить минимальное искажение импульсных распределений кварков-спектраторов. Во-вторых, взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) продуктов адронизации кварков, кумулятивных частиц должно быть учтено. Наши измерения выхода кумулятивных мезонов были сделаны при энергиях протонного пучка свыше 15 ГэВ, и, таким образом, первое условие выполнено: $b_{ik} \geq 30$, что существенно выше порога конфаймента по b_{ik} -критерию. Оценку искажения спектров кумулятивных мезонов за счет ВКС мы попытались сделать, используя методику расчета внутриядерного каскада.

2. ОСОБЕННОСТИ ПОСТАНОВКИ ЭКСПЕРИМЕНТА НА ВНУТРЕННЕМ ПУЧКЕ УСКОРИТЕЛЯ У-70

Исследование рождения кумулятивных адронов в реакции

$$p + A = h + X \quad (1)$$

в области энергий серпуховского протонного синхротрона (У-70) выполнялось с использованием метода тонких мишеней на внутреннем пучке ускорителя [16]. Этот метод, обеспечивающий многократную циркуляцию пучка через мишень в процессе ускорения, дает возможность при номинальной энергии ускорителя E_m проводить измерения в интервале от $(0.1-0.2)E_m$ до E_m . В качестве мишеней использовались нити диаметром 10-100 мкм, поправки на искажение энергетических спектров вторичных частиц в мишени были при этом очень незначительны.

Измерение инклюзивного выхода кумулятивных адронов под углом 159° к направлению первичного пучка осуществлялось с помощью одноплечевого магнитного спектрометра СКА [17]. Импульсные спектры адронов различного типа измерялись на основе анализа двумерных распределений частиц по импульсу и времени пролета. Преобладающей компонентой в потоке положительных частиц в задней полусфере являются протоны и дейтоны. Для их подавления при наборе статистики на мезонах был использован широкоапертурный черенковский счетчик с водяным радиатором [18].

В качестве материала мишеней применены естественные смеси изотопов Be, C, Al, Ti, Mo и W. Общая статистика для каждого типа мишени составляла $\sim 10^6$ полезных событий. Набор данных для шести типов ядер был получен в нескольких сеансах работы ускорителя. Для снижения систематических погрешностей в относительном поведении сечений в зависимости от массового числа A в каждом сеансе был сделан контрольный набор на вольфрамовой мишени.

Из-за особенностей режима ускорения в отдельных сеансах нижняя, E_{min} , и верхняя, E_{max} , границы интервала энергий для различных мишеней варьировались от 15 до 18 и от 61 до 65 ГэВ соответственно. Поскольку интервал от E_{min} до E_{max} проходил в каждом цикле ускорения, то подавлялись те систематические погрешности в E -зависимости сечений, которые были связаны с временной нестабильностью аппаратуры и режима ускорения. Более подробно методика измерений на спектрометре СКА описана в [17, 19].

3. О ВЫБОРЕ ПЕРЕМЕННЫХ ДЛЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО КУМУЛЯТИВНОМУ РОЖДЕНИЮ АДРОНОВ

Измеренные спектры кумулятивных частиц хорошо аппроксимируются экспоненциальной зависимостью $\exp(-T/T_0)$ от их кинетической энергии T . При этом "температура" спектров T_0 , характеризующая их наклон, слабо зависит от энергии первичного пучка и типа частицы-снаряда ("ядерный скейлинг"). Однако подобное скейлинговое поведение можно обсуждать лишь при точностях измерения наклонов спектров на уровне 10%. Более точные измерения показывают, что приближение к энергетическому скейлингу

носит асимптотический характер, и на уровне точностей $\sim 1-2\%$ скейлинг наступает при энергиях $\gg 10$ ГэВ.

Наглядной кинематической переменной кумулятивного процесса является величина минимальной массы x_c , необходимой для рождения быстрой частицы за NN-пределом. Переменная x_c , выраженная в единицах массы нуклона, характеризует порядок кумулятивности ("кумулятивное число"). Рецепт вычисления x_c с учетом закона сохранения гиперзаряда дан в [15]. В случае рождения кумулятивных пионов

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

где $\alpha = \frac{E_\pi - q_\pi^2}{m_N}$ - переменная светового фронта. Переменная x_c широко использовалась для представления спектров кумулятивных адронов, при этом была установлена примечательная особенность x_c -представления: совпадение инвариантных сечений для адронов различного типа (p, π , K), содержащих валентные кварки ядра. Безразмерная переменная x_c не обеспечивает, однако, универсальности описания по A, в определении (2) не находит отражения кинематическая граница $x_c \leq A$. Этот недостаток пытались устранить авторы работы [20], предложившие для описания инклюзивной реакции $A + b \rightarrow c + X$ переменную ω , вычисляемую в системе ядра-снаряда A как отношение кинетической энергии кумулятивной частицы T_c к нормированной на нуклон кинетической энергии компаунд-системы $A + b$:

$$\omega = \frac{T_c A}{T_A + T_b}. \quad (3)$$

Физическая интерпретация переменной ω менее наглядна, чем переменной x_c , однако использование ω действительно улучшает универсальность представления инвариантных спектров для различных ядер. При $E \gg m_N$ и $A \gg 1$ переменные x_c и ω совпадают с переменной светового фронта α .

В работе [21] было рассмотрено еще одно представление данных для масштабно-инвариантного описания реакции (1). В качестве инвариантной переменной предлагается использовать минимальную энергию, $S_{min}^{\frac{1}{2}}$, двух взаимодействующих конститuentов i и j частиц A и B, при которой в реакции (1) обеспечивается сохранение релятивистского инварианта $S_{min}^{\frac{1}{2}} = X_i P_A + X_j P_b$ ($X_{i,j}$ - доли конститuentов i и j в 4-импульсах P_A и P_b)

и сохранение гиперзаряда. Как будет показано ниже, из рассмотренных переменных переменная $S_{min}^{\frac{1}{2}}$ обеспечивает наибольшую степень универсальности представления инвариантных сечений кумулятивных процессов в широком интервале энергий и масс фрагментирующих ядер.

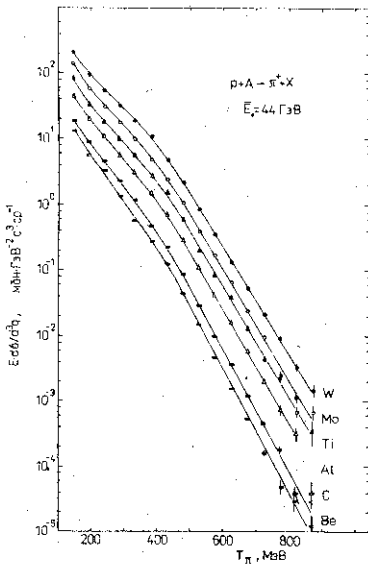
4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Особенности спектров пионов в реакции $p + A \rightarrow \pi(159^\circ) + X$

Спектры π^+ - и π^- -мезонов под углом 159° были исследованы нами в зависимости от импульса пионов от 250 до 1000 МэВ/с и по энергии первичных протонов от $E_0=15$ ГэВ до $E_0=65$ ГэВ. При анализе импульсной и E-зависимостей был использован шаг по импульсу $dq=50$ МэВ/с и по энергии протонного пучка - шаг $dE=5-7$ ГэВ (7 E-интервалов). Полные таблицы дифференциальных сечений опубликованы в [22]. Для иллюстрации поведения инвариантных сечений $\sigma_{inv} = \frac{E dq}{dq^3}$ в зависимости от кинетической энергии пионов (T) на рис.1 представлены спектры пионов для 6 ядерных мишеней и $E_0=40 \pm 20$ ГэВ, полученные в результате усреднения по энергии первичных протонов.

E-зависимость выхода пионов под углом 159° была подробно рассмотрена нами на примере реакции $p + {}^{12}C \rightarrow \pi + X$ [19]. Сечения выхода π^+ - и π^- -мезонов в данной реакции обнаруживают слабый логарифмический рост с увеличением энергии протонов от 17 до 62 ГэВ, возрастая в зависимости от импульса пионов на 10-30%. Теперь мы имеем возможность сравнить различие энергетического поведения сечений в реакции $p + A \rightarrow \pi + X$ для легких и тяжелых ядер. На рис.2 представлены нормированные на нуклон инвариантные сечения в зависимости от энергии протонного пучка и кумулятивной переменной x_c для крайних значений E_0 (18 и 58 ГэВ) и A(9 и 184). Видно, что различие по A преобладает над E-зависимостью в данном интервале энергий. В x_c -зависимости могут быть отмечены те же особенности, которые наблюдались при анализе данных, полученных на ядре углерода: в логарифмической шкале в спектрах могут быть выделены два линейных участка: выше и ниже $x_c=1$ ($q_{\pi} \simeq 450$ МэВ/с). Температуры $T_{1,2}$, характеризующие наклон спектров на этих участках, существенно различны. В пределах каждого из них спектры удовлетворительно (по χ^2 -критерию)

а



б

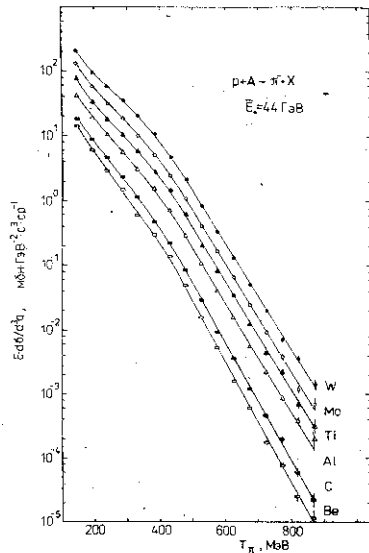


Рис.1. Инвариантные сечения для а) π^+ - и б) π^- -мезонов в реакции $p+A \rightarrow \pi^\pm(159^\circ)+X$

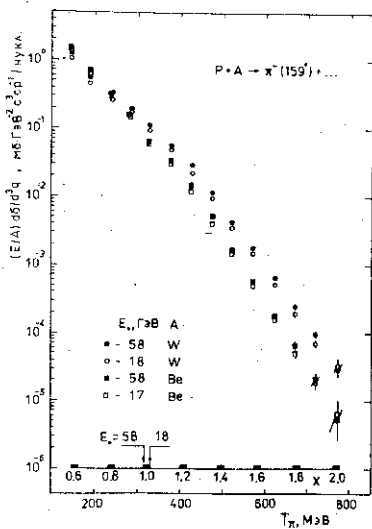


Рис.2. Нормированные на нуклон инвариантные сечения выхода π^- -мезонов на ядрах Be и W для двух энергий протонного пучка $E_0=17$ ГэВ и 58 ГэВ

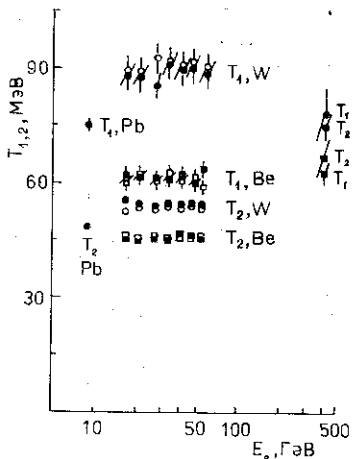


Рис.3. Зависимость температуры спектров π^- -мезонов от энергии первичных протонов в реакциях $p + \text{Be}, \text{W} \rightarrow \pi^-(159^\circ) + X$ при значениях кумулятивной переменной $x_c < 1$ (T_1) и $x_c > 1$ (T_2)

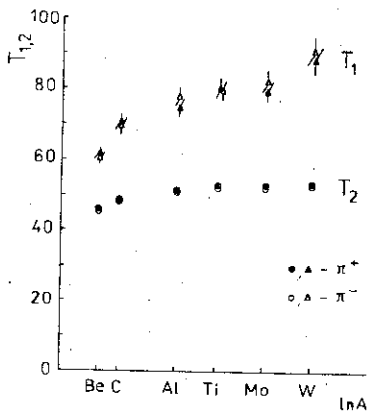


Рис.4. Зависимость температур $T_1(x_c < 1)$ и $T_2(x_c > 1)$ от массового числа ядер мишени

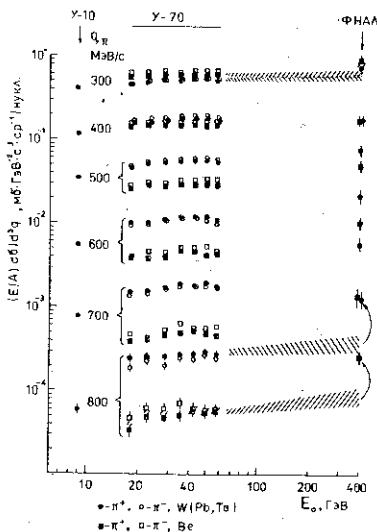


Рис.5. Энергетическая зависимость нормированных инвариантных сечений для ядер Be и W при различных значениях импульсов пионов в реакции $p + A \rightarrow \pi + X$. Точки при 9 ГэВ и 400 ГэВ - данные экспериментов в Дубне [15] и ФНАЛ (США) [23]

аппроксимируются экспонентой $\exp(-T/T_{1,2})$. Зависимость температур T_1 и T_2 от энергии первичных протонов (рис.3) в нашем интервале энергий в пределах ошибок измерения ($dT_1=3-5\%$, $dT_2=1-2\%$) отсутствует. В то же время зависимость от A очень значительна: для ядер Be и W различие в жесткой (кумулятивной) части спектра составляет 20%, для мягкой части спектра ($x_c \leq 1$) - достигает 40% (рис.4). Таким образом, свойство ядерного скейлинга, касающееся постоянства температуры кумулятивных спектров, справедливо в случае пионов лишь для массовых чисел $A \geq 27$.

При рассмотрении энергетической зависимости сечений пионообразования под углом 159° наблюдается, как отмечалось в [19], плохое согласие данных при энергиях до 65 ГэВ и при энергии ускорителя ФНАЛ 400 ГэВ [23]. Это несоответствие просматривается как на легких, так и на тяжелых ядрах. На рис.5 показан энергетический ход сечений при различных импульсах пионов для наиболее легкого и наиболее тяжелого ядер из наших данных и данных [23]. Рост σ_{inv} в интервале энергий 10-65 ГэВ не превышает 40% в наиболее жесткой части спектра ($q=800-900$ МэВ/с) и не противоречит предположению о линейном росте в логарифмической шкале ($\sigma \sim \text{Lg}E$).

Обоснованность логарифмической экстраполяции к $E_0=400$ ГэВ хорошо подтверждается в мягкой части спектра ($q < 500$ МэВ/с). Для $q > 500$ МэВ/с отклонение от этой экстраполяции нарастает, и при $q \geq 800$ МэВ/с данные для $E_0 \leq 65$ ГэВ и $E_0=400$ ГэВ трудно согласовать (при любых A) даже в предположении о квадратичном по $\text{Lg}E$ росте сечений. Если подобная скорость роста сечений подтвердится при более высоких энергиях, то эксперимент может вступить в противоречие с ограничением на рост инклюзивных сечений [24], которое следует из Фруассаровского предела на скорость роста σ при $E \rightarrow \infty$ (это может проявиться, однако, только при энергиях $E_0 \gg 1$ ТэВ, поскольку частичный вклад кумулятивных процессов в полное сечение при доступных энергиях очень мал). Обращаясь к A -зависимости сечений кумулятивных пионов, отметим, что усиленная A -зависимость объемного типа при $x_c \geq 1$ была установлена на основе данных, полученных на синхрофазотроне ОИЯИ [15]:

$$\sigma_{inv} \sim A^m, \quad m = \frac{2}{3} + \frac{x_c}{3} \quad \text{при } x \leq 1, \quad (4)$$

$$m=1 \quad \text{при } x > 1$$

Эта закономерность опиралась на данные, полученные при $x_c \leq 1.3$. Результаты наших измерений, полученные при 6 значениях A , позволяют детально проследить A -поведение сечений в зависимости от x_c в интервале значений $0.6 \leq x_c \leq 2.0$. При рассмотрении A -зависимости мы использовали значения сечений, усредненные по интервалу 25-65 ГэВ для уменьшения статистической погрешности в области максимальных значений x_c . На рис.6 представлено отношение R_A для нормированных на нуклон инвариантных сечений $\rho_A = \frac{E}{A} \frac{d\sigma}{dq^2}$ на ядрах Be, C, Al, Ti и Mo к сечению на вольфраме при 7 значениях переменной x_c .

Ошибки dR_A ($\sim 10\%$) обусловлены в основном погрешностью в абсолютной нормировке мониторов для различных ядер (статистическая ошибка при $x_c=1.8$ не превышала 4%). Рассмотрение поведения $R_A(x_c)$ показывает явно выраженную зависимость R_A от x_c , а именно: с ростом x_c наблюдается уменьшение R_A . Для легких ядер R_A уменьшается более чем вдвое при возрастании x_c от 1.1 до 1.9. Подобный характер A -зависимости для пионов наблюдался и в эксперименте [25], выполненном при $E_c=10$ ГэВ и $\theta=119^\circ$.

Таким образом, при различных углах выхода пионов эксперименты демонстрируют возрастание степени A -зависимости с увеличением x_c , т.е. параметр m в степенном описании A -зависимости сечений является x_c -зависимым - $\sigma_{inv} \sim A^m$. Для средних и тяжелых ядер приемлема линейная аппроксимация $m = a + bx_c$. Для $A \geq 27$ и $0.6 \leq x_c \leq 2.0$ нами получена [26] аппроксимация вида $m = 0.75 + 0.21x_c$ при $\frac{\chi^2}{NDF} \simeq 1$.

Линейный рост показателя степени в A -зависимости предсказывается "горячими" флуктуонными моделями [10], предполагающими, что в результате сжатия нуклонов в когерентной трубке вдоль траектории частицы снаряда формируется нуклонный кластер, который и является источником адронов, испускаемых назад. Наблюдаемую A -зависимость можно объяснить и в рамках "холодных" моделей, допускающих формирование флуктуонов в невозмущенной ядерной среде. Авторы мультикварковой модели [5] получили удовлетворительное описание спектров пионов в реакции $p+^{12}\text{C} \rightarrow \pi+X$, используя два свободных параметра, один из них учитывал отличие импульсного распределения партонов от асимптотического, второй r_c (~ 0.75 фм) характеризовал корреляционный объем. Попадание в последний нескольких

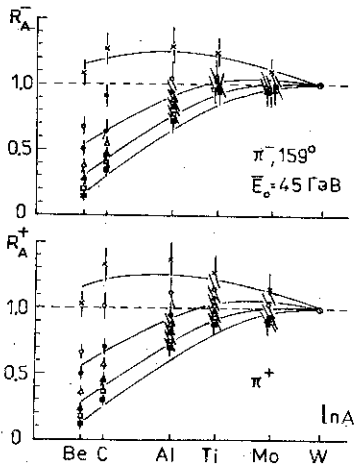
нуклонов ядра приводит к образованию мультикварковой конфигурации, при разрушении которой генерируются кумулятивные адроны. В рамках подобного двухпараметрического подхода удовлетворительно описать данные для широкого интервала значений A не удастся.

В [26] нами сделана попытка описать полученный набор пионных спектров для $9 \leq A \leq 184$ и $0.6 \leq x_c \leq 2.0$, используя в качестве основы данную модель с двумя дополнительными параметрами, зависящими от импульса пионов. Такими параметрами являются длина формирования $l_f(q)$ и толщина пассивного поверхностного слоя $r_c(q)$, в котором формирование флуктуонов маловероятно из-за снижения ядерной плотности в поверхностном диффузном слое ядра. Полученные расчетные значения для отношения R_A сечений $\rho_A = \frac{\sigma_{AA}}{A}$ показаны на рис.6. Эффективная l_f оказалась слабо растущей с импульсом пионов q , величина ее при $0.3 \leq q \leq 0.9$ ГэВ/с лежит в пределах 2-3 фм. Пассивный слой r_c увеличивается с 0.5 до 1 фм с возрастанием x_c от 1 до 2.

Таким образом, наблюдаемую импульсную и A -зависимости спектров кумулятивных пионов можно описать на основе флуктуонной модели, если принять, что:

- 1) вероятность образования мультикваркового кластера определяется статистической вероятностью попадания внутриядерных нуклонов в малый корреляционный объем радиуса r_c , близкого к радиусу нуклонного кора;
- 2) зависимость вероятности образования мультикварковых кластеров от плотности ядерного вещества и массы кластера находит свое отражение в уменьшении радиуса r_c "флуктуонно-активной" зоны ядра с ростом x_c ;
- 3) учет вторичных взаимодействий необходим, т.к. длина формирования для пионов с импульсом $q < 1$ ГэВ/с в случае средних и тяжелых ядер меньше размеров ядра.

Отношение выхода частиц разного типа $(\frac{\pi^+}{\pi^-}, \frac{\pi}{K}, \frac{K^+}{K^-})$ - одно из наиболее популярных предсказаний кварковых моделей, связанное с кварковой композицией взаимодействующих объектов. Измерение с высокой точностью отношения $R(-/+)$ выходов π^- к π^+ -мезонам может прояснить соотношение d и u кварков во флуктуонах и различие их импульсных распределений (через импульсную зависимость R). Полученные нами зависимости $R(-/+)$



	x	o	*	Δ	▲	□	■
χ	0.72	0.93	1.14	1.36	1.58	1.80	2.01
α	0.70	0.90	1.10	1.30	1.51	1.71	1.92
Q_π (МэВ/с)	325	425	525	625	725	825	925

Рис.6. Отношение нормированных инвариантных сечений $R_A = \frac{\rho_A}{\rho_W}$. Кривые - расчетные значения R_A для $q_\pi = 325, 525, 725, 925$ МэВ/с, полученные на основе модели [5] с введением параметров длины формирования l_f и пассивного слоя r_s

Рис.8. Энергетическая зависимость параметров наклона x_{oi} при экспоненциальной аппроксимации сечений $\sigma_{inv} = S \exp(-\frac{x_i}{x_{oi}})$ с переменными $x_i = \alpha, \omega, x_c, S_{min}^{\frac{1}{2}}$

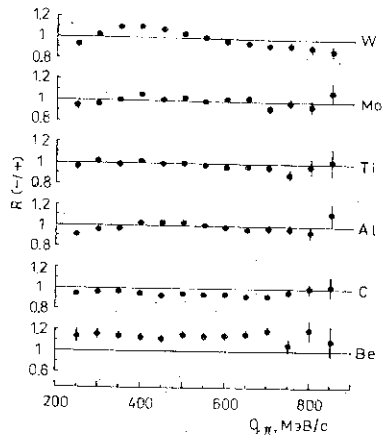
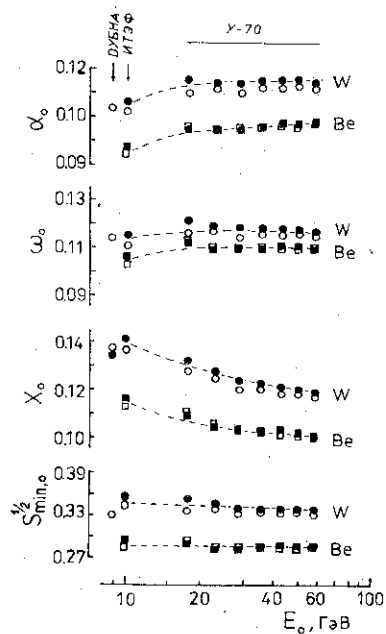


Рис.7. Импульсная зависимость отношения выходов π^- - к π^+ -мезонам для реакции $p+A \rightarrow \pi(159^\circ) + X$ при $E_0 = 44$ ГэВ

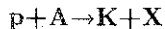


от импульса пионов для 6 ядер показаны на рис.7. Отклонение $R(-/+)$ от единицы не превышает 20%. Существенная импульсная зависимость может быть отмечена только для ядра вольфрама.

Возвращаясь к вопросу о представлении спектров кумулятивных адронов по безразмерным переменным α , x_c , ω и инвариантной переменной $S_{min}^{\frac{1}{2}}$, мы можем теперь на основе рассмотренных импульсной, E- и A-зависимостей сопоставить их в качестве кандидатов на роль "скейлинговой" переменной. На рис.8 представлены зависимости от E и A параметров экспонент x_{0i} при описании инвариантных сечений в форме $\sigma_{inv} = C \exp(-\frac{x_i}{x_{0i}})$, где $x_i = \alpha, x_c, \omega, S_{min}^{\frac{1}{2}}$.

Можно заключить, что роль "скейлинговой" переменной лучше других выполняет $S_{min}^{\frac{1}{2}}$ - минимальная энергия конститuentов-участников кумулятивного взаимодействия [21]: параметр $S_{min,0}^{\frac{1}{2}}$ сохраняет постоянное значение во всем представленном диапазоне энергий. Остальные параметры x_{0i} выходят на постоянный уровень при $E > 20-30$ ГэВ. Универсальность представления в A-шкале лучше других обеспечивает переменная ω [20], в которой кинематический предел $x_c \leq A$ учтен в явной форме (однако определение ω не является строгим в кинематическом плане). Наиболее четкий физический смысл среди указанных переменных несет переменная светового фронта α , и, очевидно, при энергиях $E > 30$ ГэВ предпочтительно использовать эту переменную.

4.2. Образование кумулятивных каонов в реакции



Изучение выхода кумулятивных каонов и антибарионов представляет особый интерес, поскольку механизм их рождения связан с особенностями кваркового моря в ядрах. Наиболее очевидна эта связь в случае "морских" кумулятивных частиц, K^- и p^- , не содержащих в своем составе валентных кварков ядра [27].

Данные по выходу кумулятивных каонов под углом 159° из ядер Be, C, Al, Ti, Mo и W были получены в эксперименте на спектрометре СКА на основе анализа двумерных распределений "время пролета-импульс". Для разделения каонов и пионов при импульсах выше порога черенковского излучения

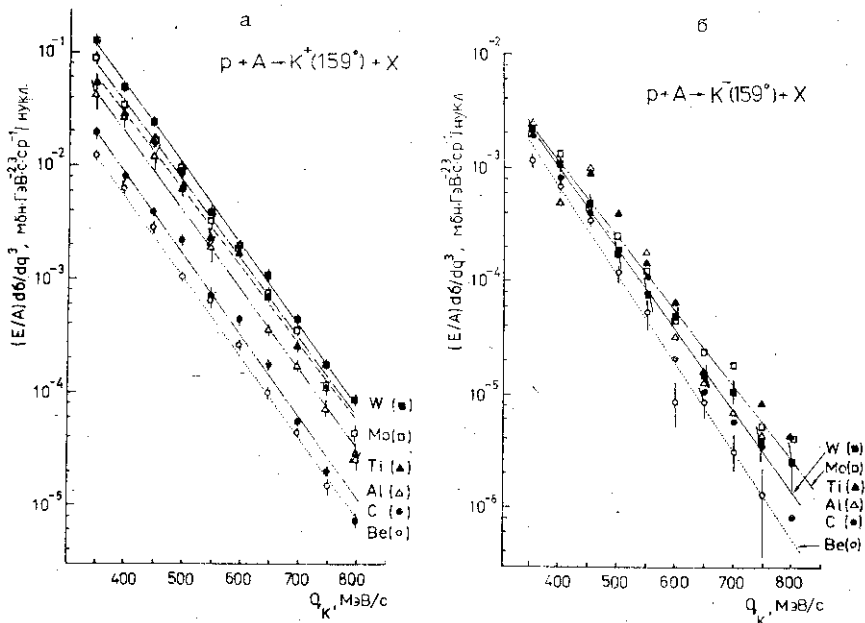


Рис.9. Нормированные на нуклон инвариантные сечения рождения а) K^+ - и б) K^- -мезонов в реакции $p+A \rightarrow K(159^\circ)+X$ при средней энергии протонов $E_0=40$ ГэВ

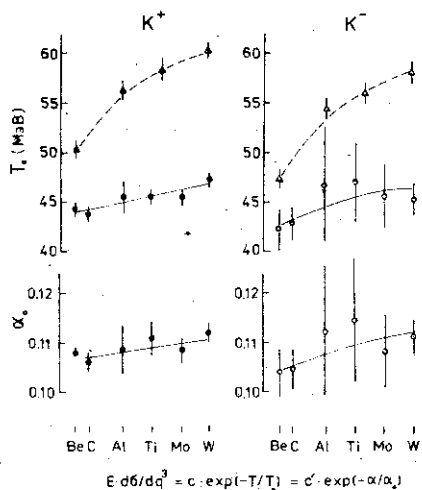


Рис.10. А-зависимость параметров наклона экспонент для спектров K^+ (●)-, K^- (○)-мезонов ($E_0=40$ ГэВ, $\theta=159^\circ$). (▲,△) - для $E_0=10$ ГэВ и $\theta=119^\circ$ [30]

для каонов в водяном радиаторе ($q_K \simeq 550$ МэВ/с) дополнительно использовался амплитудный анализ сигналов черенковского счетчика [17]. Поскольку при заданном импульсе выход K^+ -мезонов на два (а K^- -на три) порядка ниже выхода пионов, статистическая обеспеченность данных по каонам соответственно хуже, и при измерении сечений каонов статистическая ошибка была определяющей. Для углов близких к 180° помимо наших данных существуют данные по инклюзивным спектрам каонов, полученные на синхротронном ОИЯИ при энергии 9 ГэВ для ядер Al и Pb [15].

Нормализованные инвариантные сечения образования K^+ - и K^- -мезонов, $\rho_A = \frac{E}{A} \frac{d\sigma}{dq^2}$, представлены на рис.9 (таблицы сечений опубликованы в [28]). Показанные ошибки - статистические, ошибка абсолютной нормализации $\simeq 15\%$. При аппроксимации инвариантных сечений для каонов в переменных α и T экспонентами, $\sigma_{inv} = C_\alpha \exp(-\alpha/\alpha_0) = C_T \exp(-T/T_0)$, параметры экспонент α_0 и T_0 , как и в случае пионов, оказываются зависящими от массового числа A , демонстрируя примерно равный для K^+ и K^- рост ($\simeq 5\%$) в интервале A от 9 до 184 (рис.10). Однако A -зависимость (рис.11) абсолютного выхода для K^+ - и K^- -мезонов существенно различна: отношение нормированных сечений для вольфрама и бериллия, $R_A = \frac{\rho_{Wk}}{\rho_{Wl}}$, равно ~ 10 для K^+ и около 2 для K^- . При степенной аппроксимации A -зависимости, $\sigma_{inv} \sim A^m$, параметр m в случае K^+ -мезонов значительно превышает 1 при относительно слабой зависимости от импульса (рис.12).

Для объяснения образования "морских" кумулятивных частиц (K^-, p^-) может быть использована гипотеза о коллективном кварковом море в ядрах. В [29] эта гипотеза была использована для объяснения ЕМС-эффекта. Если ядро рассматривать как релятивистскую квантовую систему, то при сохранении барионного числа число частиц и античастиц в ней не фиксировано. Из-за поляризации вакуума ядро с массовым числом A содержит не только A нуклонов, но также и море частиц-античастиц, которые несут часть импульса ядра. Возникающее дополнительное "коллективное" море $q\bar{q}$ -пар является столь же жестким, как распределение валентных кварков, и оно определяет, таким образом, спектр антикварков при больших x и, как следствие, спектр "морских" кумулятивных частиц.

Основываясь на допущении о концентрации дополнительного кваркового

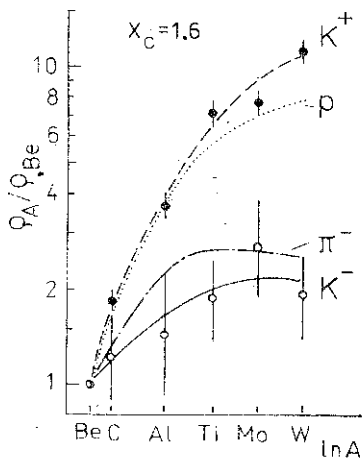


Рис.11. А-зависимость выхода адронов в реакции $p+A \rightarrow h(159^\circ)+X$ при $E_0=40$ ГэВ. Зависимости для π и p представлены на основе данных [22,31]

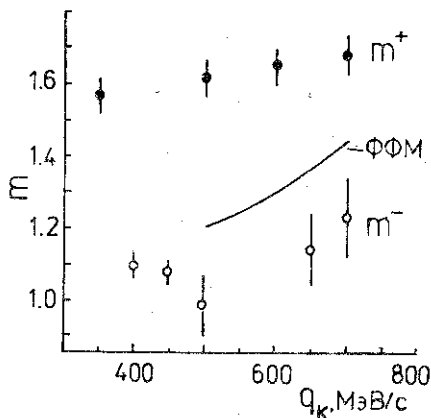


Рис.12. Импульсная зависимость параметра m при степенной аппроксимации А-зависимости инвариантных сечений для каонов - $\frac{E d\sigma}{d^3q} \sim A^m$

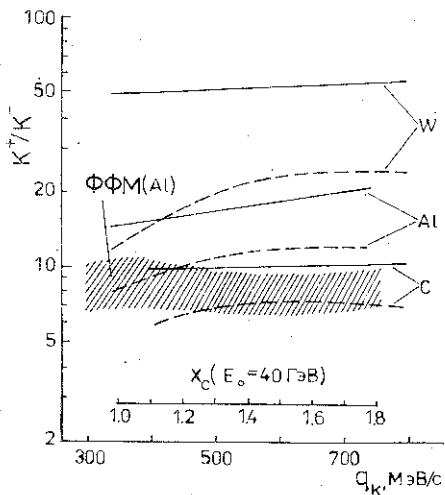


Рис.13. Отношение выходов K^+ и K^- в реакции $p+A \rightarrow K(159^\circ)+X$ при $E_0=40$ ГэВ. Сплошные кривые - линейная аппроксимация импульсной зависимости измеренного $\frac{K^+}{K^-}$ - отношения для ядер C, Al, W. Пунктиром показано отношение $\frac{K^+}{K^-}$ после ВКС-коррекции. Заштрихованная полоса - предсказание модели фрагментации флукуонов для ядра Al [27]

моря во флуктуонах, авторы модели фрагментации флуктуонов (ФФМ) удовлетворительно воспроизвели импульсные спектры для π^+ - и K^+ -мезонов в реакции $p+d \rightarrow \pi^+, K^+(180^\circ)$ и предсказали A -зависимость для K^+ , учитывая вторичные взаимодействия K^+ с нуклонами ядра [27]. Сравнение предсказанной A -зависимости с измеренной в нашем эксперименте показано на рис.12.

Импульсная зависимость отношения выходов K^+ и K^- должна отражать различие в x -распределениях валентных и морских кварков. Это отношение будет иметь слабую зависимость при $x_c > 0.5$, если x -распределение антикварков в коллективном море такое же, как и валентных кварков [27]. Такое поведение действительно демонстрирует измеренное отношение K^+/K^- (рис.13). Различие абсолютных значений K^+/K^- для ФФМ-предсказаний и эксперимента (данные для Al на рис.13) в значительной степени устраняется после коррекции экспериментальных данных с учетом вторичных взаимодействий каонов в ядре.

5. ИСКАЖЕНИЕ СПЕКТРОВ КУМУЛЯТИВНЫХ МЕЗОНОВ ВТОРИЧНЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ В ЯДРАХ

Экспериментальные данные по спектрам кумулятивных частиц ограничены сравнительно невысокими импульсами в системе покоя фрагментирующего ядра (≤ 1.5 ГэВ/с). Очевидно, что эффектом вторичных взаимодействий с нуклонами ядра в данном случае пренебрегать нельзя. В результате взаимодействий в конечном состоянии (ВКС) регистрируемые спектры кумулятивных мезонов могут существенно отличаться от исходных, что осложняет сопоставление экспериментальных данных с расчетами моделей рождения кумулятивных частиц.

Чтобы ответить на вопрос, какова величина и характер искажений, мы провели Монте-Карло розыгрыш событий рождения и прохождения кумулятивных мезонов в ядрах, используя технику расчета внутриядерного каскада [32]. Подробно методика и результаты расчета изложены в [33]. В качестве исходного приближения были использованы данные по импульсным и угловым распределениям мезонов для реакций $p+A \rightarrow \pi(K)+X$ из [34]. В соответствии со спектаторной моделью рождения кумулятивных мезонов [7]

розыгрыш координат рождения осуществлялся с учетом радиальной плотности распределения флуктуонов, модельная оценка которой получена в [35]. При рассмотрении взаимодействий мезонов с нуклонами ядра учитывались упругий и неупругий каналы, а также взаимодействия с пересарядкой.

При оценке величины искажений, вносимых ВКС, критическим параметром является длина формирования адронов l_f . Согласно пространственно-временным представлениям партонных моделей [36, 37] на расстояниях от точки рождения, меньших l_f , взаимодействие адрона h с нуклонами ядра с сечением σ_{hN} отсутствует (хотя может иметь место взаимодействие с кварковым сечением). Различные теоретические модели высокоэнергетичных взаимодействий дают оценку длины формирования в широких пределах: от $l_f=0.1q$ до $l_f=5q$ (фм), где q - импульс адрона (ГэВ/с). Из этих оценок верхняя, которая следует из согласования расчетов с данными по множественному рождению при энергиях выше 200 ГэВ [38], по-видимому, является завышенной для частиц с импульсом ≤ 1 ГэВ/с. Это подтверждает, в частности, анализ данных по А-зависимости выхода пионов с $q_{\perp}=1-4$ ГэВ/с при энергии 70 ГэВ [39], который привел к соотношению $l_f=0.5+q/0.95$ (фм), что при $q=1$ ГэВ/с дает $l_f=1.5$ фм.

Как отмечено выше (4.1), предпринятая нами попытка аппроксимации данных по А-зависимости для пионов с $q=0.5-0.9$ ГэВ/с [26] привела к оценке $l_f=(2.5\pm 0.5)$ фм со слабой зависимостью от q . Реалистичная величина l_f для пионов с импульсами 0.3-1 ГэВ/с лежит, по-видимому, в интервале 1-2.5 фм. Расчетные величины искажений мезонных спектров получены нами для крайних оценок $l_f=0$ и $l_f=5q$, для более реалистичных l_f величина искажений может быть оценена соответствующей интерполяцией.

На рис.14 показан коэффициент искажения спектров D, который определяется как отношение регистрируемого под углом $\theta=(160^{\circ}\pm 10^{\circ})$ потока мезонов (N_1) с данным импульсом к исходному потоку (N_0), генерируемому в тот же телесный угол с тем же импульсом:

$$D = \frac{N_1}{N_0} \quad (5)$$

Величина D отражает изменение абсолютного выхода частиц, а зависимость D(q) характеризует изменение формы спектра. Величины искажений возрастают с увеличением атомного номера ядра: для пионов $D_W/D_C=3$ при

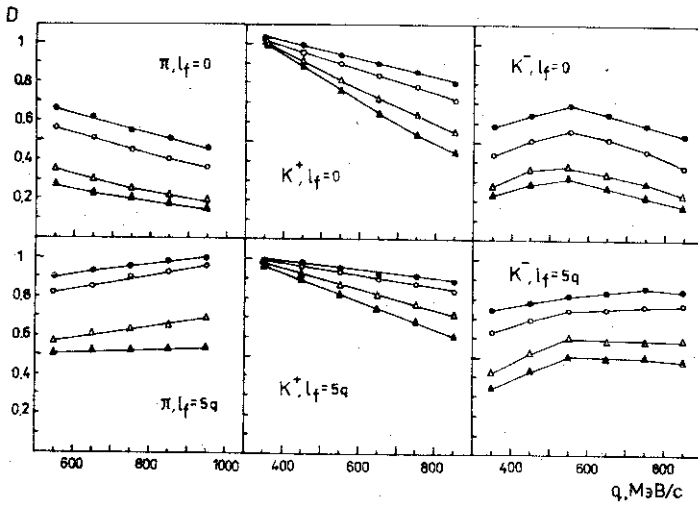


Рис.14. Коэффициенты искажения мезонных спектров для ядер C(●), Al(○), Mo(△), W(▲) для двух значений длины формирования адронов $l_f=0$ и $l_f=5q$

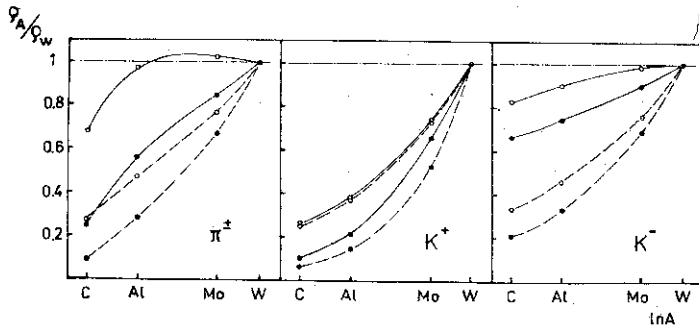


Рис.15. А-зависимости выхода мезонов, экспериментально наблюдаемые (сплошные кривые) и скорректированные на ВКС (штрихованные кривые), для двух значений переменной $\alpha=1$ (○) и $\alpha=1.9$ (●)

$l_f=0$. Для K^+ и π (различие π^+ и π^- незначительно) отличие D от единицы монотонно возрастает с ростом импульса, соответственно измеренная температура T_0 регистрируемых спектров $\sigma_{inv} = S \exp(-T/T_0)$ меньше, чем исходных. Относительное изменение температуры $dT_0 = (T_{0,набл.} - T_{0,исх.})/T_{0,исх.}$ составляет 3% для $A=12$ и около 10% для $A=184$. В случае K^- -мезонов, для которых сечение взаимодействия с нуклоном для импульсов ниже 1 ГэВ/с существенно выше, чем для K^+ и π , и имеет минимум при $q=550$ МэВ/с, коэффициент искажений максимально отличен от 1 и зависимость $D(q)$ носит нерегулярный характер, демонстрируя максимум при 550 МэВ/с. При $l_f=5q$ искажения спектров, естественно, меньше (рис.14), однако для ядер с $A>100$ величина искажений остается значительной ($D \sim 0.5$).

Полученные зависимости $D(q,A)$ дают возможность провести в первом приближении коррекцию наблюдаемых сечений для того, чтобы получить исходные:

$$\sigma_{исх.}(q, A) = \sigma_{набл.}(q, A)/D(q, A). \quad (6)$$

Подобная корректировка значительно видоизменяет A -зависимость сечений. Как видно из рис.15, где показаны отношения $\frac{\rho A}{\rho W}$ нормированных инвариантных сечений к соответствующим сечениям на вольфраме, A -зависимости для π , K^+ и K^- после выполнения коррекции сечений заметно сближаются (для $\alpha=1$ и $l_f=0$ они практически совпадают), при этом отличие от A -зависимости объемного типа ($\sigma_{inv} = cA^m$, $m=1$) возрастает: $m=1.5$ для $\alpha=1$ и $m=1.6-2$ для $\alpha=1.9$.

Примером другой характеристики кумулятивных процессов, где учет ВКС значительно меняет наблюдаемые величины, является отношение выходов частиц разного типа. Как видно из рис.13, наблюдаемое отношение выходов K^+/K^- для вольфрама, равное 50, снижается после коррекции до ~ 20 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения сечений образования кумулятивных пионов и каонов на серпуховском протонном синхротроне были выполнены при энергии пучка протонов от 15 до 65 ГэВ, т.е. в области, где энергия столкновения конститuentов взаимодействующих объектов лежит намного выше порога кон-

фрагмента, и, следовательно, применение кварк-партонного подхода к изучению механизма рождения кумулятивных частиц является вполне оправданным. Выход кумулятивных мезонов измерялся под углом 159° , где продольная компонента импульса преобладает над поперечной ($q_L/q_T=0.35$). Следовательно, в соответствии с гипотезой о спектаторном механизме рождения кумулятивных мезонов можно предполагать, что спектаторный канал не сильно искажен перекрытием с каналом жесткого рассеяния.

Данные по кумулятивному рождению пионов и каонов в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 15-65 ГэВ в совокупности с данными экспериментов при более низких энергиях позволяют сделать следующие выводы.

1) В кумулятивном образовании пионов при энергии до 60-70 ГэВ преждевременно, по-видимому, говорить о скейлинговом поведении в энергетической шкале: инвариантные сечения при $\alpha > 1$ растут, увеличиваясь в интервале от 15 до 65 ГэВ на 20-40%. Использование безразмерной переменной x_c (кумулятивное число), учитывающей массовые поправки, отчасти нивелирует E -зависимость, но не полностью, что подтверждает "бегущий" характер скейлинговой константы x_c . Логарифмическая экстраполяция роста сечений от 60 до 400 ГэВ приводит к значениям сечений (при $\alpha > 1.5$) значительно меньшим измеренных в ФНАЛ. Это указывает на необходимость изучения E -зависимости сечений кумулятивного рождения частиц в этом интервале, т.к. наблюдаемое усиление с энергией роста сечений при больших кумулятивных числах не находит объяснения в рамках существующих модельных представлений.

2) При обсуждении универсальности поведения спектров кумулятивных частиц прежде всего имеют в виду постоянство наклона инвариантных сечений σ_{inv} в представлении по безразмерным переменным x_c или α для различных типов кумулятивных частиц и массовых чисел фрагментирующих ядер. Такое поведение сечений дает основание предположить, что функция $\sigma_{inv}(x_c)$ воспроизводит структурную функцию нуклонов, связанных в ядрах, при значениях скейлинговой переменной $x_c > 1$. В кварковых моделях фрагментации флукуонов x -поведение инвариантных сечений должно отражать x -распределение валентных кварков в случае кумулятивных частиц, их содержащих (π, K^+), и x -распределение кваркового моря в ядрах в случае частиц,

состоящих из морских кварков (K^- , p^-). Равенство параметров наклона $x_0(\pi)$ и $x_0(K^+)$ является следствием этого. Равенство $x_0(K^+) = x_0(K^-) = x_0(\pi)$ несет дополнительную информацию, указывая на то, что кварковое море во флуктуонах является столь же жестким, как и x -распределение валентных кварков.

3) При постоянной плотности распределения нуклонов в ядрах вероятность образования флуктуонов по всему объему ядер должна быть постоянной, и A -зависимость инвариантных сечений ρ_A , нормированных на нуклон, должна отсутствовать (при пренебрежении ВКС). Однако в диффузном поверхностном слое ядер вероятность образования нуклонных кластеров понижена. Относительная роль этого слоя быстро увеличивается с уменьшением массового числа A . В случае справедливости флуктуонной модели это должно приводить к быстрому уменьшению ρ_A с уменьшением A , что и наблюдается в эксперименте.

Сложнее объяснить A -зависимость параметров наклона спектров x_0 , α_0 . Можно предположить, что поскольку с ростом A соотношение легких ($6q$) и тяжелых ($>6q$) кластеров меняется в пользу последних, то более жесткое x -распределение в тяжелых кластерах приводит к росту x_0 , α_0 с увеличением A . Количественно эффект роста по этой причине должен быть больше, чем наблюдаемый, если учесть знак искажений наклонов спектров, вносимых ВКС.

4) Отношение $R(-/+)$ выхода π^- к π^+ явно демонстрирует изотопический эффект на легчайших ядрах - $R_{Be} = 1.13$ и $R_C = 0.95$, что может быть связано с большим содержанием d -кварков относительно u -кварков в ядре Be по сравнению с изотоп-симметричным ядром углерода. $R(-/+)$ не проявляет заметной импульсной зависимости, что можно интерпретировать как отражение равной жесткости x -распределений d - и u -кварков во флуктуонах. Для средних и тяжелых ядер $R(-/+)$ близко к 1, т.е. изотопический эффект вымирает, это может быть объяснено как нарастанием роли ВКС, так и возможным увеличением относительной концентрации тяжелых изотоп-симметричных $12q$ -кластеров.

5) Проведенные на основе модели внутриядерного каскада расчеты с целью оценки величины искажений спектров кумулятивных мезонов их взаимодей-

ствием в конечном состоянии показывают, что ослабление жесткой (кумулятивной) части спектров π^- и K^+ -мезонов очень значительно: поток частиц уменьшается в ~ 2 раза для легких ядер и в 3-4 раза для тяжелых. ВКС-искажения наклонов спектров составляют при этом ($l_f=0$): $d\alpha_0=-3\%$ для C и $d\alpha_0=-8\%$ для W (отрицательный знак $d\alpha_0$ означает, что наклоны исходных спектров меньше, чем у наблюдаемых).

6) Введение ВКС-коррекции сечений существенно меняет характер A-зависимости, усиливая ее отличие от объемной и ликвидируя большое наблюдаемое различие для (π, K^-) и K^+ . При аппроксимации зависимости инвариантных сечений от массового числа в форме $\sigma_{inv} \sim A^m$ показатель m после ВКС-коррекции составляет для π^-, K^- и K^+ соответственно 1.9, 1.6 и 2.0 (при $l_f=0$ и $\alpha=1.9$). Учет ВКС существенно меняет также наблюдаемое отношение выходов частиц разного типа; так, для реакции $p+W \rightarrow K(159^\circ)+X$ наблюдаемое отношение K^+/K^- составляет 50, а скорректированное на ВКС ~ 20 .

7) Подобие A-зависимостей так же, как и подобие x-зависимостей инвариантных сечений для кумулятивных мезонов различного типа (π, K^+, K^-), говорит в пользу универсальности механизма их рождения и, в частности, о равной жесткости x-распределений соответствующих кварков (d, u, s) во флуктуонах, если справедлива ФФМ-модель.

Таким образом, изучение кумулятивного образования мезонов в pA-взаимодействиях показывает, что интерпретация результатов исследования структурных функций ядер на малых межнуклонных расстояниях в экспериментах с адронными пучками требует комплексного рассмотрения таких процессов в ядрах, как возникновение флуктуаций плотности ядерного вещества, формирование их кварковой структуры, адронизация кварков в ядерной среде и взаимодействие рожденных частиц в конечном состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. - ЯФ, 1973, т.18, с.79.
2. Баюков Ю.Д. и др. - ЯФ, 1974, т.19, с.1266.
3. Ставинский В.С. - Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976, т.1, с.А6-1.
4. Лексин Г.А. - Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976, т.1, с.А6-3.
5. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. - Сообщение ОИЯИ P2-10927, Дубна, 1977; Известия АН СССР, 1978, Сер. физ., т.42, с.38.
6. Bugov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. - Phys. Lett., 1977, B37, p.46.
7. Лукьянов В.К., Титов А.И. - ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.38.
8. Baldin A.M. - Preprint JINR E1-80-545, Dubna, 1980.
9. Балдин А.М. - ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
10. Ефремов А.В. - ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.613.
11. Балдин А.М. - Краткие сообщения по физике АН СССР, 1971, с.35.
12. Балдин А.М. и др. - Доклады АН СССР, 1984, т.279, с.1379.
13. Ставинский В.С. - ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.979.
14. Балдин А.М. - Сообщение ОИЯИ 1-8249, Дубна, 1974.
15. Baldin A.M. et al. - Preprint JINR E1-82-472, Dubna, 1982.
16. Беляев И.М. и др. - Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с.114.
17. Беляев И.М. и др. - Сообщения ОИЯИ P1-88-341, P1-88-342, Дубна, 1988.
18. Беляев И.М. и др. - Сообщение ОИЯИ P1-87-104, Дубна, 1987.

19. Беляев И.М. и др. - ЯФ, 1989, т.49, с.473.
20. Герзон С.А. и др. - Препринт ИТЭФ № 5, Москва, 1987.
21. Гиордэнеску Н., Ставинский В.С. - Сообщение ОИЯИ Р2-81-369, Дубна, 1981.
22. Беляев И.М. и др. - Сообщение ОИЯИ Р1-89-112, Дубна, 1989.
23. Nikiforov N.A. et al. - Phys. Rev., 1980, v.C22, p.700.
24. Логунов А.А. и др. - ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.493.
25. Бояринов С.В. и др. - ЯФ, 1987, т.46, с.1472.
26. Беляев И.М. и др. - Краткие сообщения ОИЯИ № 7(33)-88, Дубна, 1988, с.33.
27. Ефремов А.В. и др. - ЯФ, 1988, т.47, с.1384.
28. Gavrishchuk O.P. et al. - JINR Rapid Communications № 4(55)-92, Dubna, 1992, p.4.
29. Efremov A.V. - Phys. Lett., 1986, B174, p.776.
30. Бояринов С.В. и др. - ЯФ, 1989, т.50, с.1605.
31. Беляев И.М. и др. - Сообщение ОИЯИ Р1-90-551, Дубна, 1990.
32. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. - Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.:Атомиздат, 1972.
33. Золин Л.С., Переседов В.Ф. - Краткие сообщения ОИЯИ № 3(54)-92, Дубна, 1992, с.59.
34. Агакишиев Г.Н. и др. - Препринт ОИЯИ Р1-89-793, Дубна, 1989.
35. Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М. - ЯФ, 1989, т.49, с.126.
36. Канчелли О.В. - Письма в ЖЭТФ, 1971, т.18, с.469.
37. Николаев Н.Н. - УФН, 1981, т.134, с.369.

38. Амелин Н.С. и др. - IX Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1-2-88-472, Дубна, 1988, т.1, с.389.
39. Абрамов В.В. - ЯФ, 1986, т.44, с.1318.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 января 1993 года.