

А-ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПИОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

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

Рассматривается А-зависимость сечений образования кумулятивных пионов на основе сравнения данных по относительным выходам пионов на ядрах Be, C, Al, Ti, Mo, W под углом 159° л.с. при энергии первичных протонов E_0 от 25 до 62 ГэВ. Отмечается регулярная зависимость А-поведения от кумулятивной переменной X. Результаты сопоставлены с данными при энергии $E_0 \lesssim 10$ ГэВ. Обсуждается возможная интерпретация наблюдаемого поведения на основе гипотезы о флуктонном механизме рождения пионов в кумулятивной области.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

A-Dependence of Cumulative Pion Production Cross Sections in Proton-Nuclear Interactions at High Energies

I.M.Belyaev et al.

The A-dependence of cumulative pion production yield cross-sections on the basis of the comparison of the data on relative pion yields on Be, C, Al, Ti, Mo and W-nuclei at the 159° angle l.s. for the incident proton energy E_0 from 25 to 62 GeV is considered. The regular A-dependence on cumulative variable X is noted. The results are compared with the data at $E_0 \lesssim 10$ GeV. A possible interpretation of the observed behaviour on the basis of the hypothesis of the flucton mechanism of the pion production in the cumulative region is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Изучение кумулятивного образования частиц при взаимодействии релятивистских частиц с ядрами^{/1/} позволяет выделить процессы, связанные с коллективными эффектами в ядрах, которые могут быть интерпретированы как проявление короткоживущих нуклонных корреляций или флуктуаций плотности ядерного вещества (флуктоны). Изучение свойств подобных коллектив-

*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

ных образований путем регистрации адронных продуктов взаимодействия, очевидно, может быть затруднено процессами вторичных взаимодействий в ядерном веществе, поэтому вопрос о роли последних является одним из наиболее актуальных в релятивистской ядерной физике. Во многих случаях теория может довольствоваться результатами измерений на легких ядрах, где роль вторичных эффектов снижена. Однако при изучении кумулятивных процессов желательно использовать весь доступный набор ядерных мишеней, чтобы получить, в частности, сведения о зависимости вероятности образования флуктонов различной массы от атомного номера ядра и других характеристик ядерного вещества (распределения плотности нуклонов в ядре, изотопического состава и т.д.). Исследование А-зависимости выхода кумулятивных частиц — один из способов получения подобной информации.

Первые сведения об А-зависимости кумулятивного образования пионов^{/2/} привели к заключению, что она имеет усиленный характер, существенно отличающийся от зависимости типа $A^{2/3}$, характерной для большинства процессов взаимодействия частиц с ядрами. Это было воспринято как указание на локальный характер взаимодействия, ответственного за образование кумулятивных мезонов, которое происходит на уровне точечных конститuentов; при этом должна проявляться А-зависимость партонного типа (A^1).

Сравнительно малая величина сечения кумулятивного процесса затрудняла долгое время получение достаточно полных и точных данных по А-зависимости сечений образования кумулятивных частиц разного типа. Первое детальное комплексное исследование А-зависимости кумулятивного образования пионов, каонов и протонов представлено в работе^{/3/}. При энергии протонного пучка 8,9 ГэВ в реакции $p + A \rightarrow \pi^\pm + \dots$ и импульсе пионов $q = 500$ МэВ/с (что соответствует значению кумулятивной переменной $X = 1,3$ *) измерены сечения для 15 различных ядер, в том числе на изотопных наборах для некоторых из них. Позднее были

* При представлении спектров кумулятивных частиц используют различные безразмерные переменные. Мы пользуемся здесь кумулятивной переменной X ^{/3/}, определяемой как минимальная масса мишени (в единицах массы нуклона m_N), необходимая для рождения в инклюзивной реакции $a + (X \cdot m_N) \rightarrow c + \dots$ частицы "с" с данным импульсом. X существенно зависит от энергии E_0 первичной частицы "а" в области $E_0 < 10$ ГэВ. При $E_0 \gg m_N$ X приближается по величине к фейнмановской переменной X_F и переменной светового конуса $a = (E_c - q \cos \theta_c) / m_N$.

получены данные и при $q = 800 \text{ МэВ/с}$ ($X = 2,1$)^{4/}. Авторами отмечено, что поведение сечений (нормированных на один нуклон ядра мишени) в обоих случаях подобно и показывает быстрый рост с увеличением A до 20:30, оставаясь в дальнейшем в пределах ошибок постоянным. При этом A -поведение показывает явно выраженную X -зависимость при $X < 1$, отсутствие таковой при $X > 1$ и может быть представлено в форме^{3,5/}

$$E(d\sigma/d^3q) \sim A^{m(X)}, \quad \text{где} \quad m(X) = \begin{cases} 2/3 + X/3 & \text{при } X < 1, \\ 1 & \text{при } X \geq 1. \end{cases} \quad (1)$$

Характерно различие формы A -зависимости для кумулятивных частиц разного типа, а именно, протоны и K^+ -мезоны демонстрируют подобное поведение (с $m > 1$ при $X > 1$), но существенно отличное от наблюдаемого у пионов^{3/}. Это явление может быть связано как с разным механизмом образования кумулятивных частиц разного кваркового состава, так и с различной вероятностью их вторичных взаимодействий в ядре.

Данные, полученные на спектрометре кумулятивных адронов (СКА) ОИЯИ, и данные группы ИТЭФ^{8/} существенно дополняют сведения о поведении сечений образования кумулятивных адронов в широком интервале значений кумулятивной переменной X и энергий первичного пучка протонов. Измерения на спектрометре СКА^{7/} были выполнены нами на ускорителе ИФВЭ (Серпухов)

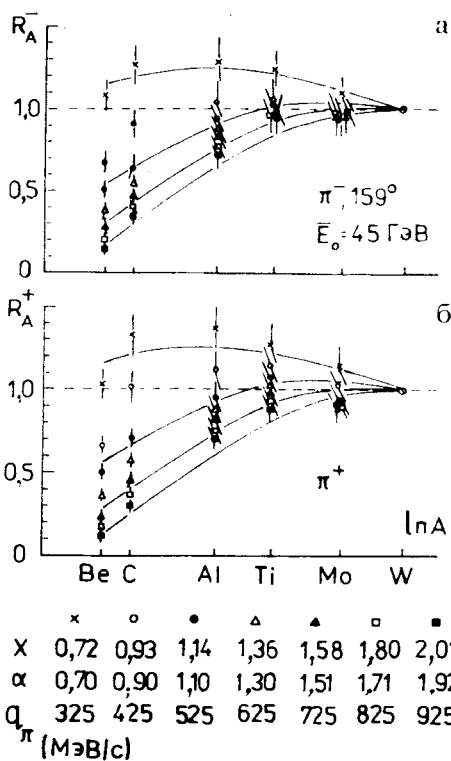
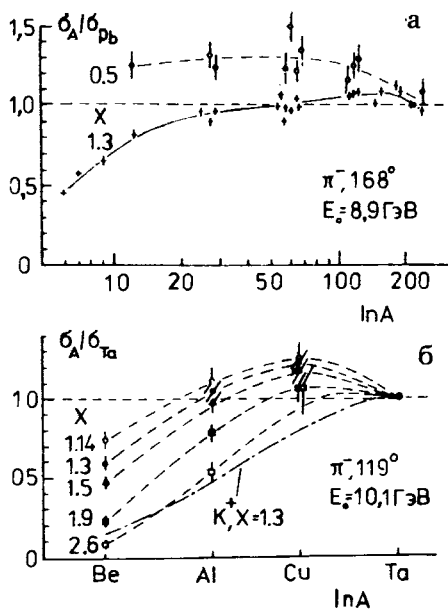


Рис. 1. Отношения нормированных на нуклон сечений при $\bar{E}_0 = 45 \text{ ГэВ}$. Кривые — расчетные значения R_A для $X = 0,72; 1,14; 1,58$ и $2,01$ при аппроксимации сечений согласно (6).

в диапазоне энергий $15 \div 65$ ГэВ под углом 159° на шести ядрах: Be, C, Al, Ti, Mo, W. Сечения образования кумулятивных пионов измерены в интервале импульсов от 250 до 950 МэВ/с. Измерения на указанном наборе ядер проведены в нескольких сеансах работы ускорителя У-70. С целью снижения влияния систематических погрешностей на отношение сечений на различных ядрах в каждом сеансе проводились контрольные измерения на ядре вольфрама. В интервале энергий $E_0 = 15 \div 65$ ГэВ инвариантные сечения образования π -мезонов под углом 159° меняются незначительно, а наклоны энергетических спектров практически постоянны^{/8/}. Наибольшие различия отмечаются в основном со стороны нижней границы интервала E_0 . Поэтому при рассмотрении А-зависимости мы использовали данные для сечений, усредненные по интервалу $25 \div 65$ ГэВ. На рис.1 показаны отношения нормированных на нуклон инвариантных сечений $\sigma_A = (E/A) (d\sigma/d^3q)$ на ядрах Be, C, Al, Ti, Mo к подобным сечениям на вольфраме для 6 значений кумулятивной переменной X при $E_0 = 45$ ГэВ*. Представленные результаты позволяют сделать вывод о явно выраженной зависимости R_A от X, а именно, с ростом X наблюдается



уменьшение R_A . Для легких ядер в кумулятивной области при изменении X от 1,1 до 2,0 R_A уменьшается более чем вдвое.

На рис.2 представлены данные, относящиеся к области $E_0 \leq 10$ ГэВ: отмечены выше результаты ЛВЭ ОИЯИ^{/3/} при $E_0 = 8,9$ ГэВ и результаты ИТЭФ для $E_0 = 10,1$ ГэВ (в последнем случае представлены значения

Рис.2. Отношения нормированных на нуклон сечений при $E_0 = 8,9$ ГэВ^{/2/} и $E_0 = 10,1$ ГэВ^{/5/}. Кривые проведены для наглядности (от руки).

* Ошибки δR_A (10%) обусловлены в основном погрешностью в абсолютной нормировке мониторов для различных ядер, погрешность относительных измерений по E_0 (при X) существенно меньше (статическая ошибка в большей части импульсного спектра, как правило, не превышала 3%).

$R_A = \sigma_A / \sigma_{T_A}$, полученные на основании данных по инвариантным сечениям реакции $p + A \rightarrow \pi^\pm (119^\circ) + \dots$ из работы ^{/8/}).

При значительном различии в энергии первичных протонов E_0 и углах вылета π -мезонов (различные p_T) все эксперименты демонстрируют в перекрывающейся области значений X сходную зависимость от A : с увеличением X отклонение от A -зависимости объемного типа ($R_A = 1$) нарастает. Более того, при дальнейшем росте X A -зависимости, проявляемые π^\pm - и K^\pm -мезонами, сближаются (рис.2).

Нетривиальный характер A -зависимости отмечен, как известно, и в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию лептонов на ядрах ^{/9/} и в экспериментах по рождению адронов с большими поперечными импульсами ^{/10,11/}. Во втором случае A -зависимость сечений была представлена в виде

$$f_A = C \cdot A^{\alpha(p_T)}, \quad (2)$$

при этом в ^{/11/} наблюдался рост α от 0,9 до 1,4 при увеличении p_T от 1 до 4 ГэВ/с. Объясняя наблюдаемую A -зависимость, авторы работы ^{/11/} учитывали повторное рассеяние партонов в ядерном веществе и поглощение рожденных адронов, вероятность этих процессов связывалась с длиной формирования адронов l_f . Для $p_T \approx 1$ ГэВ/с была получена оценка $l_f \approx 4$ фм.

Если описывать A -зависимость кумулятивных сечений для углов, близких к 180° ($p_T \sim 0$), выражением вида

$$f_A = C \cdot A^{m(X)}, \quad (3)$$

то следует отметить, что $m(X)$ существенно зависит от нижней границы A_{\min} рассматриваемого диапазона A . На рис.3 показано поведение $m(X)$ при аппрок-

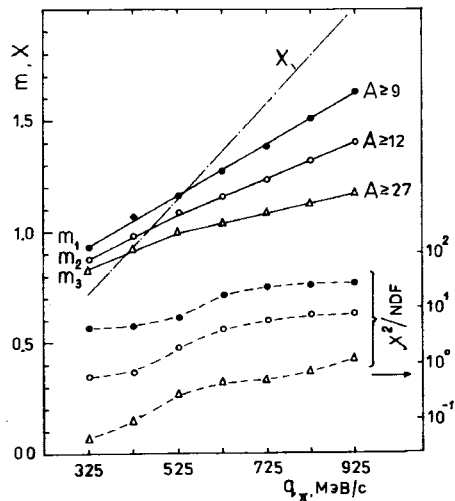


Рис.3. Поведение параметра $m(X)$ при различном ограничении интервала A снизу: $m_1 = 0,56 + 0,53 \cdot X$ ($A_{\min} = 9$); $m_2 = 0,81 + 0,40 \cdot X$ ($A_{\min} = 12$); $m_3 = 0,75 + 0,21 \cdot X$ ($A_{\min} = 27$). Пунктиром показан χ^2 -критерий для трех значений A_{\min} .

симации наших данных для трех значений A_{\min} . Описание вида (3) удовлетворительно ($\chi^2/\text{NDF} \sim 1$) только в области средних и тяжелых ядер ($A \geq 27$). Характерно, однако, что во всех случаях $m(X)$ линейно растет с X . Подобный линейный рост в A -зависимости предсказывается "горячими" флуктонными моделями ^{12/}, в которых предполагается, что нуклонный кластер формируется налетающей частицей в результате сжатия нуклонов в когерентной трубке вдоль траектории частицы-снаряда. Таким образом, наблюдаемая A -зависимость не противоречит моделям такого типа.

Многими авторами предпочтение отдается, однако, "холодным" моделям, в которых допускается формирование флуктонов в изолированном ядре в результате флуктуационных процессов. При этом реализоваться они могут в виде многокварковых бесцветных систем с числом кварков ($3K$), кратным трем. Вероятность образования подобных мультикварковых кластеров зависит от плотности ядерной материи и, возможно, от ее температуры. В работах ^{13,14/} вероятность рождения флуктонов разной массы ($K = 2, 3, \dots$) определяется через статистическую вероятность попадания " K " нуклонов идеального нуклонного газа в малый корреляционный объем V_ξ радиуса r_s (близкого к радиусу нуклонного кора):

$$\beta_K^A = \binom{A}{K} (V_\xi / V_0)^{K-1} \cdot A^{1-K} \approx (A/K!) (V_\xi / V_0)^{K-1} \quad (4)$$

при $A \gg K$

(V_0 — объем нуклона, $A \cdot V_0$ — объем всего ядра), или через распределение плотности нуклонов в ядре ρ_N :

$$\beta_K^A = (A/K!) \left(\frac{4\pi}{3} \cdot r_s^3 \rho_N \right). \quad (5)$$

На основе известной X -зависимости элементарного процесса $pp \rightarrow \pi + \dots$ и в предположении, что форма X -зависимости сохраняется в процессе $p + \text{флуктон} \rightarrow \pi + \dots$ при замене $X \rightarrow X_K = X/K$ ^{13,14/}, получено удовлетворительное описание спектра пионов в кумулятивной ядерной реакции на ядре ^{12}C с использованием двух параметров — r_s (0,75 фм) и параметра, учитывающего отличие импульсного распределения партонов сталкивающихся частиц от асимптотического.

Мы сделали попытку описать наши данные для реакции $p + A \rightarrow \pi (159^\circ) + \dots$ на шести ядрах, применяя подобную технику и используя значения ρ_N в соответствии с известной профильной функцией ядер. Удовлетворительного описания данных по совокупности ядер получить таким образом не удалось. Очевидно, необходима коррекция соотношения (5) для поверхностного слоя ядра, однако физически обоснованный подход для про-

ведения такой коррекции нам не ясен. Кроме того, представляется необоснованным пренебрежение поглощением пионов при их прохождении через ядро. Корректному введению соответствующих поправок здесь мешает неопределенность, вызванная незнанием механизма формирования адронов в ядерном веществе, в частности длины их формирования.

Чтобы улучшить количественные оценки, характеризующие влияние поверхностного слоя ядра и длины формирования в кумулятивном процессе, мы использовали упрощенную модель формирования потока кумулятивных пионов с заданным импульсом. А именно, были сделаны допущения: 1) кумулятивные пионы генерируются равномерно в активном объеме ядра с радиусом $r = R - r_s$, где $R = (1,2 A^{1/3} - 0,48)$ фм — радиус половинной плотности для распределения центров нуклонов в ядре 15 , r_s — толщина пассивного поверхностного слоя*; 2) π -мезон, сформировавшийся на расстоянии l_f от точки взаимодействия конститuentов частицы-снаряда и флюктона, теряется после первого акта неупругого взаимодействия в ядре. Последнее допущение может быть оправдано тем, что в области импульсов пионов $0,5 \div \pm 1$ ГэВ/с сечение πN -взаимодействия определяется в основном резонансным процессом $\pi N \rightarrow \Delta(N^*) \rightarrow N \pi(N \pi \pi)$, который приводит к значительному сбросу импульса пиона, и можно считать, что он "выбывает из игры" (учитывая крутой наклон импульсного спектра кумулятивных пионов). При сделанных допущениях сечения рождения кумулятивных пионов с импульсом q в ядре A могут быть представлены выражением

$$\sigma_{\pi}(A, q) = C(q) \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \int_0^{R(A) - r_s(q)} dr \cdot r^2 \exp(-(z' - l_f(q)) \cdot \lambda), \quad (6)$$

где $C(q)$ — параметр нормировки сечений для заданного импульса, $(z' - l_f)$ — пробег сформировавшегося пиона в ядре, λ — дли-

* Размер диффузного поверхностного слоя ядра, определяемый по области спада ядерной плотности от уровня 90% до 10%, довольно постоянен для широкого интервала A и составляет $2 \div 2,6$ фм. Относительная доля нуклонов, находящихся в этом слое, быстро увеличивается с уменьшением A и для $A \lesssim 30$ превышает 50%. Понятно что снижение вклада этого слоя в процесс формирования кумулятивных частиц приводит к значительному изменению A -зависимости.

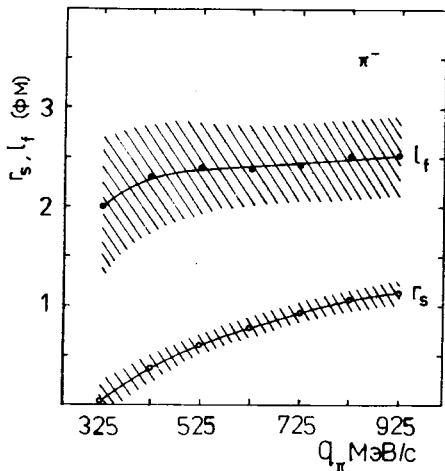


Рис.4. Зависимость эффективной длины формирования l_f и толщины r_s пассивного поверхностного слоя от импульса кумулятивных пионов.

на неупругого взаимодействия пиона в ядре ($\lambda \sim 3$ фм при $\rho_N = 0,17$ фм $^{-1}$). ($z' - l_f$) и λ вычислялись с учетом профильной функции ядер. Аппроксимация сечений выражением (6) дает расчетное отношение нормированных сечений R_A , показанное на рис.1. Зависимость r_s

и l_f от импульса кумулятивных пионов представлена на рис.4. Можно заметить, что эффективная длина формирования слабо зависит от импульса и по величине сравнима со средним расстоянием между центрами нуклонов в ядре, а толщина поверхностного пассивного слоя r_s увеличивается с ростом импульса пионов, т.е. ростом порядка кумулятивности.

Таким образом, если интерпретировать кумулятивный процесс на основе флуктонных моделей, связывающих рождение кумулятивных адронов с наличием мультикварковых кластеров в ядре, то наблюдаемую A-зависимость для пионов можно объяснить, если допустить, что:

- 1) диффузный поверхностный слой ядра, где вероятность образования мультикварковых кластеров мала, слабо участвует в формировании кумулятивных пионов;
- 2) зависимость плотности распределения мультикварковых кластеров от плотности ядерного вещества усиливается с ростом веса кластеров, что выражается в уменьшении радиуса активной зоны ядра ($R - r_s$) с ростом X;
- 3) в формировании спектра кумулятивных адронов существенную роль играют вторичные взаимодействия в ядре, учет которых особенно важен для тяжелых ядер, когда длина формирования становится значительно меньше размеров ядра.

Литература

1. Балдин А.М. – ЭЧАЯ, 1977, т.8, в.3, с.429.
2. Балдин А.М. и др. – ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
3. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-412, Dubna, 1982.

4. Бондарев В.К. и др. – В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4-84, Дубна: ОИЯИ, 1984, с.5.
5. Ставинский В.С. – ЭЧАЯ, т.10, в.3, с.949.
6. Бояринов С.В. и др. Препринт ИТЭФ № 5, М., 1987.
7. Беляев И.М. и др. Сообщения ОИЯИ, 13-88-341, 13-88-342, Дубна, 1988.
8. Беляев И.М. и др. Препринт ОИЯИ Р1-88-33, Дубна, 1988.
9. Arnold R.G. et al. – Phys. Rev. Lett., 1984, vol.152, p.727.
10. Cronin J.W. et al. – Phys. Rev. D., 1975, vol.11, p.3105.
11. Абрамов В.В. и др. – ЯФ, 1982, т.35, с.1199.
12. Ефремов А.В. – ЭЧАЯ, 1982, т.13, в.3, с.613.
13. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Сообщение ОИЯИ Р2-10244, Дубна, 1976.
14. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Сообщение ОИЯИ Р2-10927, Дубна, 1977.
15. Franco V. – Phys. Rev., 1972, С6, p.748.

Рукопись поступила 26 октября 1988 года.