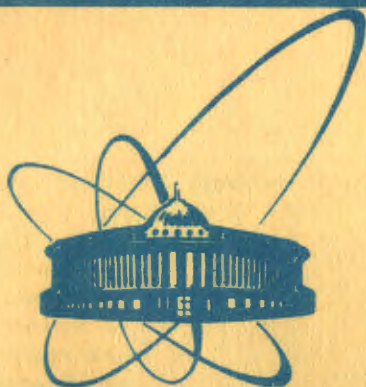


82-28



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

1900/82

19/4-82

1-82-28

А.М.Балдин, В.К.Бондарев, Н.Гиордэнеску,
Л.Б.Голованов, В.Л.Мазарский, А.Н.Манятовский,
Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцев, М.Пенця,
А.А.Повторейко, С.В.Рихвицкий, В.С.Ставинский,
А.Н.Хренов, А.П.Цвинев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ
ПО КУМУЛЯТИВНОМУ РОЖДЕНИЮ ПИОНОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ
С ИМПУЛЬСОМ 8,9 ГэВ/с С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

1982

Исследование ядерных реакций в релятивистской области показало, что кварковые степени свободы начинают играть существенную роль при относительно небольших передачах энергии - импульса. В частности, в работе^{/1/} было отмечено, что экспериментальные данные по предельной фрагментации ядер^{/2/}, полученные на дубненском синхрофазотроне, позволяют предсказать универсальные характеристики кварк-партоновых структурных функций ядер в области больших передач импульса при глубоконеупругом рассеянии лептонов на ядрах. Введение кварк-партоновых структурных функций ядер как основных характеристик релятивистских ядерных столкновений обусловлено относительно слабой связью кварков в адронах. Партоновая модель, которая представляет собой аналог импульсного приближения ядерной физики, использует это фундаментальное свойство кварков. Сечение процесса жесткого взаимодействия частицы с адроном факторизуется, т.е. может быть представлено в виде произведения сечения σ_0^b взаимодействия частицы с конститuentом "b" адрона В на вероятность $G_{B/b}(x, Q^2)$ обнаружить внутри адрона В конститuent "b":

$$\sigma_B(x, Q^2) = \sum_b \sigma_0^b G_{B/b}(x, Q^2) \quad //$$

Здесь $G_{B/b}(x, Q^2)$ - кварк-партоновая структурная функция адрона В, $Q^2 = -q^2$ - квадрат 4-импульса, передаваемого в столкновении,

$x = \frac{Q^2}{2(pq)}$ - доля импульса р адрона В, которую несет конститuent "b".

Таким образом, сечение процесса выражается как сумма сечений некогерентного рассеяния на всех партонах "b", которые с заметной вероятностью присутствуют внутри адрона В. σ_0^b зависит только от Q^2 и в случае глубоконеупругого рассеяния электронов и мюонов дается формулой, описывающей рассеяние точечных зарядов $\sigma_0^b = A^b/Q^4$. Благодаря этому обстоятельству исследование глубоконеупругого сечения рассеяния лептонов является прямым способом измерения кварк-партоновой структурной функции ядра. Однако из-за малости сечений электромагнитных взаимодействий основные сведения о кварк-партоновых структурных функциях ядер были получены на основе исследования предельной фрагментации ядер. Особое внимание было уделено изучению зависимости функций G от масштабной переменной x, отнесенной к одному нуклону ядра /т.е. в формуле $x = \frac{Q^2}{2(pq)}$ в качестве р берется не импульс всего ядра, а импульс, приходящийся на один нуклон/.

Эта величина называется кумулятивным числом. Существуют различные определения кумулятивного числа. Из них наиболее употребительное /минимальная масса мишени/

$$N^{\min} = (E - pc \cos \theta) / m_0, \quad /2/$$

где E и p - энергия и импульс, а θ - угол эмиссии рожденного адрона, m_0 - атомная единица массы /масса нуклона/.

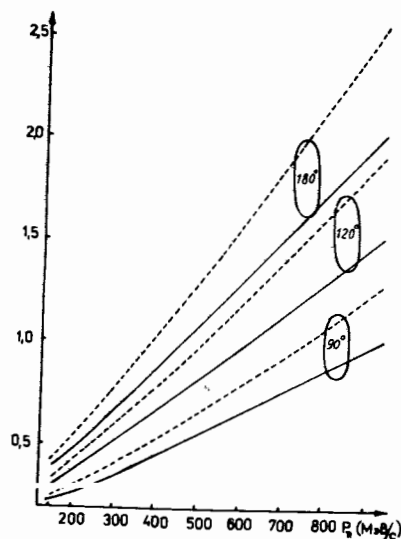


Рис. 1

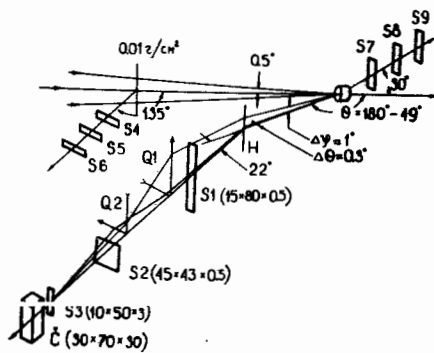


Рис. 2

Формула, позволяющая при конечных энергиях взаимодействия найти массу мишени для рождения адрона c в инклюзивной реакции

$$a + A \rightarrow c + \dots, \quad /3/$$

приводится в работе /2/. Эту величину называем порядком кумулятивности и обозначаем X . На рис. 1 приведена зависимость N^{\min} и X от импульса рожденных π -мезонов для различных углов эмиссии. Сплошные линии - $N^{\min}(p_\pi)$, а пунктирные - $X(p_\pi)$. Согласно основной идее партонной модели кварки-партоны находятся на массовой поверхности. Наблюдение партонов с $N^{\min} > 1$ /или $X > 1$ / означает, что произошло взаимодействие с кварком, принадлежащим группе нуклонов /кумулятивный эффект/. Таким образом, изучая кварк-партонные структурные функции ядер в кумулятивной области, мы изучаем специфические мультикварковые взаимодействия, обусловленные обобществлением кварков /несводимостью кварк-партонных структурных функций ядра к однонуклонным/.

Настоящая работа подводит итог определенному этапу наших исследований кумулятивного рождения π^+ и π^- на легких ядрах /H, D, ^4He , ^6Li /. Импульс первичных протонов равнялся 8,9 ГэВ/с. Вторичные пионы регистрировались в интервале углов вылета 90° - 180° относительно первичных протонов и в импульсном интервале 150-800 МэВ/с. Таким образом, значительная часть данных из приведенного интервала кинематических переменных относится к кумулятивной области. Изучение угловых распределений кумулятивных пионов позволяет сделать некоторые суждения о зависимости элементарного сечения от $Q^2(p_1^2)$ в предположении о слабой зависимости от Q^2 кварк-партонной структурной функции ядра. Предварительные результаты описанных ниже исследований содержатся в наших сообщениях /3,4/.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на выведенном пучке синхрофазотрона ОИЯИ. На рис. 2 приведена схема спектрометра установки ДИСК-2, подробное описание которой содержится в работе /5/.

Спектрометр состоит из анализирующего магнита и дублета квадрупольных линз, формирующих пучок вторичных частиц. Импульсное разрешение спектрометра - 8,7% /полная ширина на половине высоты/. Интегральное произведение эффективного телесного угла на импульсное разрешение /акцептанс установки/ составляло $1,72 \cdot 10^{-5}$ ср. Вторичные частицы с зарядом Z можно было регистрировать в интервале углов вылета от 49° до 180° относительно направления первичного пучка и в интервале импульсов от $0,15 Z /\text{ГэВ}/\text{с}$ до $1,6 Z /\text{ГэВ}/\text{с}$. Идентификация вторичных частиц осуществлялась путем независимых измерений времени пролета на базе 3,8 м счетчиками S1 и S3 и на базе 1 м счетчиками S2 и S3. Счетчики S1 и S2 имеют сцинтилляторы толщиной 0,5 мм. Разрешающее время спектрометра равнялось ± 260 пс. Для повышения надежности выделения полезных событий велось измерение ионизационных потерь в счетчике S3 /толщина сцинтиллятора - 3 мм/ и интенсивности излучения Вавилова-Черенкова в твердом радиаторе (С).

Особенностью криогенной мишени установки ДИСК-2 /6/ является размещение в одном вакуумном кожухе с большой выходной апертурой сосудов с жидким гелием, водородом и дейтерием, а также сосуда, предназначенного для фоновых измерений. На рис. 3 приведена схема конструкции мишени, а в табл. 1 - ее характеристики.

Оборудование мишеней размещается на дистанционно управляемой ферме с движением как по вертикали, так и по горизонтали и визуально контролируется с помощью телеустановки.

Таблица 1. Технические данные мишени

Рабочая длина внутренних сосудов, мм	50 (140)
Диаметр внутренних сосудов, мм	50
Объем внутренних сосудов, л	по 0,1 (0,3)
Количество рабочего вещества вдоль пучка частиц, г/см ² :	
гелия	0,63 (1,75)
водорода	0,35 (0,98)
дейтерия	0,85 (2,36)
Суммарное количество вещества стенок на входе и выходе, г/см ²	0,075
Тепловой приток (экспериментальный) к мишени и промежуточному сосуду (Вт), заполненному водородом гелием	12,8 0,7
Время заполнения дейтерием внутреннего сосуда мишени, ч	1 /3/
Время /ч/ непрерывной работы мишени, пополняемой из промежуточного сосуда емкостью 50 л на водороде гелии	40 80

На пути первичного пучка, на расстоянии 3 м от мишени, находится майларовая пленка /0,01 г/см²/, на которую под углом 135° направлен телескоп счетчиков M_p (S4, S5, S6), регистрирующий пучок ускоренных частиц. Градуировка отсчетов M_p осуществляется по измерению наведенной активности с использованием реакции ¹²C(p, p_n)¹¹C при облучении полистирола (C₈H₈). Интенсивность первичного пучка протонов составляла ~3·10¹¹ частиц за время вывода пучка из ускорителя /~0,4 с/.

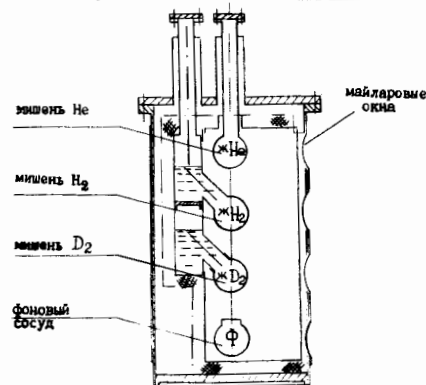


Рис. 3

Регистрирующая аппаратура выполнена в стандарте КАМАК. Спектрометр работает на линии с вычислительной машиной.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНВАРИАНТНЫХ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ ПИОНОВ

Будем в дальнейшем использовать представление экспериментальных данных в виде

$$R_A = E d^3 \sigma / d^3 p / \text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1} / .$$

Инвариантное дифференциальное сечение R_A следующим образом выражается через наблюдаемые величины и параметры установки:

$$R_A = \frac{E}{p^2} \frac{1}{p_k s_k \epsilon} \frac{\eta}{\ell_A} \left[\frac{N_{\pi}(A)}{M_p(A)} - \frac{N_{\pi}(\Phi)}{M_p(\Phi)} \right] \quad /4/$$

Здесь E и p - полная энергия и импульс вторичных пионов. Произведение p_k s_k = ΔΩ Δp, где ΔΩ - входной телесный угол экспериментальной установки и Δp - интервал регистрируемых импульсов. Константа ε учитывает поправку на вторичные взаимодействия в веществе счетчиков, фланцев и мишени, а также на распад пионов. Вычисление произведения (s_k ε) для случая протяженной геометрии мишени и наличия вещества в канале проводилось методом Монте-Карло. Статистическая точность расчета этой величины - не хуже 5%. Константа η связывает отсчеты монитора M_p с интенсивностью первичного пучка, измеренной по наведенной активности ¹²C. N_π(A) - число пионов от мишени A толщиной ℓ_A /в мб⁻¹ /, N_π(Φ) - число пионов в опыте с фоновым сосудом. M_p(A) и M_p(Φ) - мониторный счет для рабочего и соответствующего ему фонового измерения.

Абсолютные сечения измерены с точностью 15%. Основной вклад в эту величину дают эффекты, связанные с неконтролируемым разбросом результатов, полученных в различных сеансах работы на ускорителе.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Экспериментальные данные по инвариантным дифференциальным сечениям рождения пионов приведены в табл. 2, 3. Ошибки, указанные в таблицах, - статистические. Результаты измерений представлены также на графиках.

На рис. 4 показана зависимость инвариантных сечений от кинетической энергии π-мезонов для ядер водорода. Квадратиками (□) обозначены данные из работы [7]. Угол эмиссии пионов - 180°.

На рис. 5 показана зависимость инвариантных сечений от кинетической энергии π-мезонов для ядер дейтерия. Треугольниками

Таблица 2. Инвариантные сечения $R_A = E d^3 \sigma / d^3 p$ /мб·ГэВ⁻²·с³·ср⁻¹/ рождения π^- мезонов

P, МэВ/с	R _H (180°)	R _D (180°)	R _{He} (180°)	R _{He} (90°)
200	1,78±0,32	6,13±0,50	20,21±1,27	
250	(6,48±1,06)·10 ⁻¹	3,01±0,12	7,64±0,54	
300	(2,13±0,30)·10 ⁻¹	1,43±0,10	3,21±0,26	
350				10,86±0,56
400		(1,33±0,13)·10 ⁻¹	(7,78±0,73)·10 ⁻¹	6,17±0,34
500		(1,25±0,24)·10 ⁻²	(1,01±0,10)·10 ⁻¹	2,03±0,11
600		(0,94±0,72)·10 ⁻³	(9,16±2,58)·10 ⁻³	(6,99±0,42)·10 ⁻¹
700				(1,56±0,13)·10 ⁻¹
800				(5,07±0,42)·10 ⁻²

Таблица 3. Инвариантные сечения $R_A = E d^3 \sigma / d^3 p$ /мб·ГэВ⁻²·с³·ср⁻¹/ рождения π^+ мезонов

P, МэВ/с	R _H	R _D	R _{He}	R _{Li}
pA → π^+ (180°)				
150	14,26±1,52	18,91±1,64	47,32±3,50	
175	11,36±0,76	12,68±0,70	35,85±2,68	
200	5,96±0,38	8,31±0,33	22,28±0,99	
225	2,99±0,24	5,23±0,22	13,98±0,81	
250	2,23±0,15	3,23±0,16	8,21±0,49	
275	1,44±0,12	2,14±0,10	5,04±0,16	
300	1,16±0,10	1,54±0,08	3,55±0,23	
325	(9,7±0,76)·10 ⁻¹	1,06±0,06	2,70±0,15	
340	(5,48±0,44)·10 ⁻¹			
350	(3,79±0,29)·10 ⁻¹	(6,10±0,49)·10 ⁻¹	1,61±0,14	
360	(2,35±0,26)·10 ⁻¹			
370	(1,91±0,27)·10 ⁻¹			

P, МэВ/с	R _H	R _D	R _{He}	R _{Li}
400		(1,53±0,11)·10 ⁻¹	(8,13±0,65)·10 ⁻¹	
450		(3,76±0,24)·10 ⁻²	(2,65±0,19)·10 ⁻¹	
500		(1,07±0,11)·10 ⁻²	(8,70±0,39)·10 ⁻²	(1,14±0,08)·10 ⁻¹
550		(2,64±0,40)·10 ⁻³	(3,19±0,23)·10 ⁻²	
600		(6,6±6,2)·10 ⁻⁴	(1,17±0,15)·10 ⁻²	
650		(3,07±0,86)·10 ⁻³	(2,74±0,27)·10 ⁻³	
700			(6,35±0,78)·10 ⁻⁴	
pA → π^+ (168°)				
300			3,81±0,19	
350			1,59±0,09	
400			(6,12±0,37)·10 ⁻¹	
500			(8,73±0,62)·10 ⁻²	
700			(4,21±2,91)·10 ⁻⁴	
pA → π^+ (162°)				
500			(1,09±0,11)·10 ⁻¹	
600				(1,77±0,35)·10 ⁻²
pA → π^+ (154°)				
500		(1,57±0,42)·10 ⁻²	(1,24±0,27)·10 ⁻¹	
600			(1,41±0,51)·10 ⁻²	(2,42±0,82)·10 ⁻²
700				(3,42±1,71)·10 ⁻³
pA → π^+ (120°)				
500		(1,15±0,12)·10 ⁻¹	(4,62±0,40)·10 ⁻¹	(6,87±0,57)·10 ⁻¹
600		(1,10±0,18)·10 ⁻²	(8,58±0,96)·10 ⁻²	(1,10±0,09)·10 ⁻¹
700			(1,03±0,32)·10 ⁻²	
pA → π^+ (104°)				
700			(5,43±1,2)·10 ⁻²	(8,34±1,62)·10 ⁻²
pA → π^+ (90°)				
300			25,37±1,34	
350			12,04±0,64	
400			7,53±0,45	

P, МэВ/с	R _H	R _D	R _{He}	R _{6Li}
500		1,45±0,09	2,65±0,19	
600			(8,86±0,50)10 ⁻¹	1,02±0,06
700				(3,09±0,18)·10 ⁻¹
800			(5,98±0,44)10 ⁻²	
880			(1,13±0,14)10 ⁻²	

(Δ) обозначены данные работы /7/. Угол эмиссии пионов - 180°. Данные по сечению рождения π⁻-мезонов на ядрах водорода и дейтерия сравниваются с результатами работы /7/, которые получены методикой черенковского дифференциального счетчика типа ДИСК /8/. Отметим хорошее согласие результатов измерений двумя различными методиками. На рис. 5 квадратиками (□) обозначены данные из работы /9/, в которой исследовалось рождение π-мезонов в др-столкновениях /при импульсе падающих дейтронов 3,3 ГэВ/с/. Рассматриваемый интервал углов эмиссии по cosθ - от -0,667 до -1.

На рис. 6 приведена зависимость инвариантных сечений от кинетической энергии π-мезонов для ядер ⁴He. Данные относятся к различным углам эмиссии - 180°, 168°, 154°, 120° и 90°. На рис. 7 имеющиеся у нас данные по инвариантным сечениям рождения π⁺-мезонов на ядрах ⁶Li сравниваются с данными измерений по фрагментации ядер лития при энергии 400 МэВ из работы /10/. Отметим, что на рисунке приведены сечения, приходящиеся на один нуклон фрагментирующего ядра.

На рис. 8 инвариантные сечения рождения π⁺-мезонов с импульсом 500 МэВ/с на ядре гелия построены в зависимости от угла эмиссии. На рис. 9 инвариантные сечения на один нуклон фрагментирующего ядра для рождения π⁺-мезонов импульса 500 МэВ/с на ядрах D, ⁴He, Pb построены в зависимости от cosθ. Линии, приведенные на рис. 8 и 9, являются описанием результатов измерений в угловом интервале 90°-180° функцией, линейной по cosθ. Такая зависимость сечения от cosθ при фиксированном модуле импульса мезонов есть отражение аналогичной функциональной зависимости в кумулятивном числе /см. формулу /3//.

Отметим здесь также тот факт, что отношение инвариантного сечения на один нуклон фрагментирующего ядра для рождения π⁺-мезонов на ядре свинца к этой же величине для ядра гелия меняется от ~1,8 до ~0,3 при изменении cosθ от -1 до 0,6. Одно из следствий модели кумулятивного ядерного эффекта /11,12/ заключается в том, что основная величина, описывающая кумулятивный эффект, - кварк-партоновая структурная функция ядра - может быть аппроксимирована быстро убывающей функцией, напри-

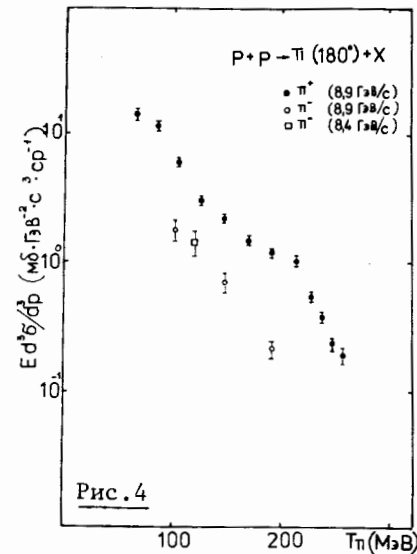


Рис. 4

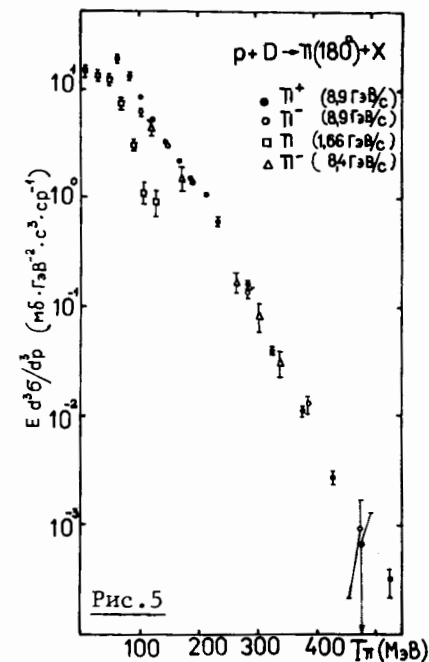


Рис. 5

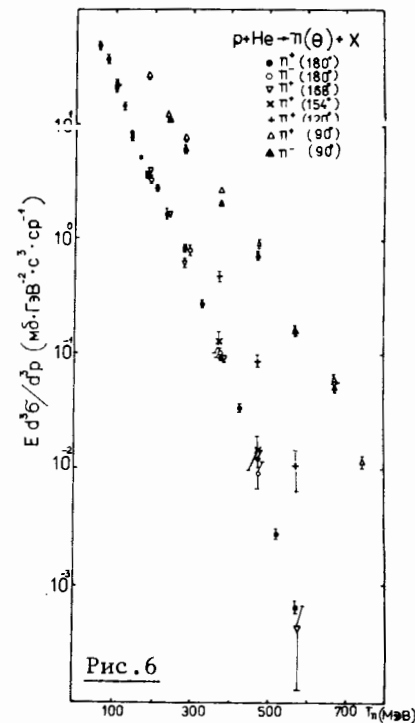


Рис. 6

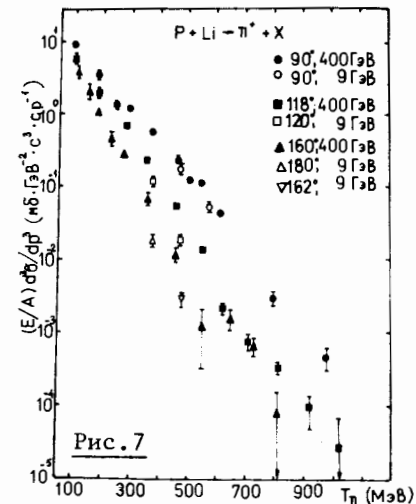


Рис. 7

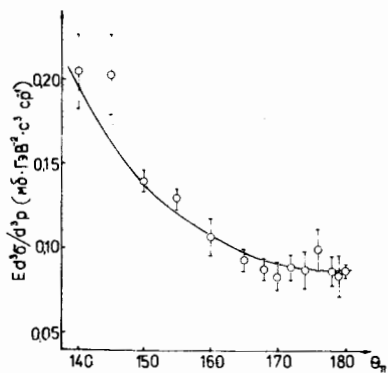


Рис. 8

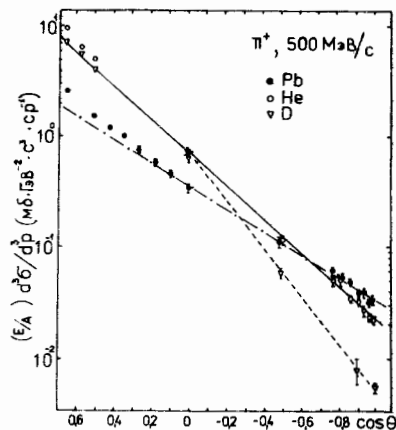


Рис. 9

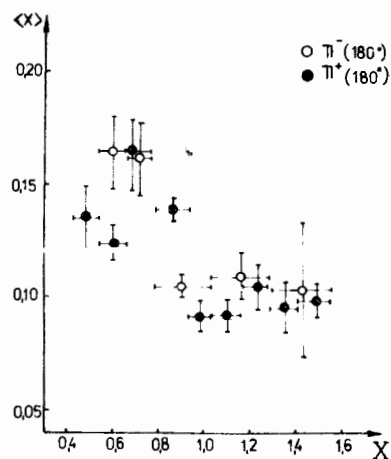


Рис. 10

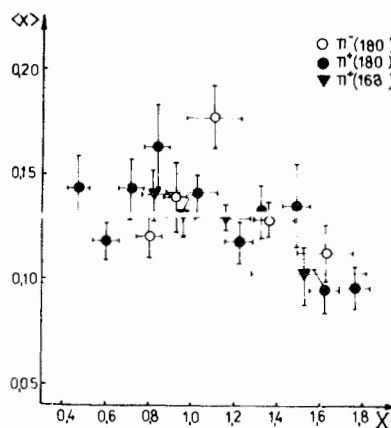


Рис. 11

мер, экспонентой. На рис.10 и 11 приведены значения параметра $\langle X \rangle$ для различных интервалов X при описании спектров π^+ - и π^- -мезонов, рожденных на ядрах дейтерия /рис.10/ и гелия /рис.11/, функцией $\exp(-X/\langle X \rangle)$ при $P_{\perp}^2 = 0$.

На рис.12 приведены данные по фрагментации ядер гелия при различных углах наблюдения в зависимости от переменной X . Отметим, что измерения при одинаковых значениях X на разных углах наблюдения соответствуют различным значениям P_{\perp}^2 . Проанализируем данные по фрагментации ядер гелия на предмет выявления зависимости от поперечного импульса. На рис.13 приведены отношения сечений рождения π^+ -мезонов при одинаковых X при

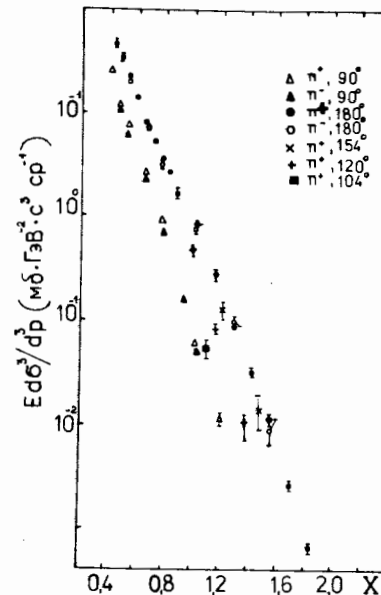


Рис.12

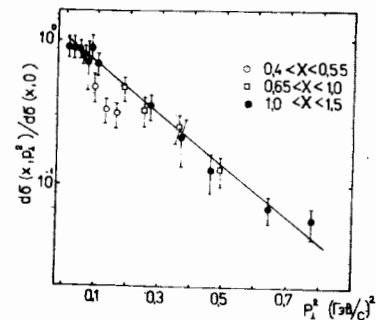


Рис.13

поперечном импульсе, отличным от нуля, и для $P_{\perp}^2 = 0$. Ошибки, приведенные в отношениях, вычислены с учетом как статистических, так и систематических ошибок измерений. Значения X брались в точках, измеренных для углов, отличных от 180° , а данные при 180° ($P_{\perp}^2 = 0$) интерполировались к выбранному значению X . По интервалу $0,65 < X < 1,5$ получено описание данных функцией

$$(0,99 \pm 0,06) \exp(-4,01 \pm 0,21) P_{\perp}^2), \quad /5/$$

где P_{\perp} выражено в ГэВ/с.

Данные для интервала $0,4 < X < 0,55$ не подчиняются этой зависимости. Возможно, причина здесь в том, что в области малых энергий пионов наблюдается структура, которая в работе /13/ интерпретировалась как распад в направлении "назад" инклюзивных изобар бинарной реакции при условии их движения в направлении падающего первичного протона. Таким образом, для ядра ^4He в интервале значений $0,6 < X < 1,5$ инвариантное сечение можно приближенно представить в виде

$$E d^3\sigma/dp^3 \propto \exp(-X/\langle X \rangle) \exp(-a P_{\perp}^2), \quad /6/$$

где зависимость $\langle X \rangle$ от X представлена на рис.11.

Анализ приведенных экспериментальных данных позволяет записать соотношения между сечениями рождения π^+ - и π^- -мезонов на различных ядрах:

а/ среднее значение отношения выхода π^+ -мезонов к π^- в измеренном интервале кинетических энергий равно $1,04 \pm 0,05$

для ядра He и угла эмиссии 180° ; $1,10 \pm 0,05$ для ядра D и угла эмиссии 180° и $1,15 \pm 0,02$ для ядра He и угла эмиссии 90° ;

б/ в некумулятивной области энергий пионов $T_\pi < 270$ МэВ/ выход пионов из ядер гелия в среднем в 2,6-раза превышает выход пионов из ядер дейтерия, и в кумулятивной области $T_\pi > 270$ МэВ/ это отношение равно 10;

в/ выход положительных пионов из ядер водорода превышает выход отрицательных пионов примерно в 4 раза;

г/ для $T_\pi < 250$ МэВ выполняется следующее соотношение:

$$(R_D(\pi^+) + R_D(\pi^-)) / 2(R_H(\pi^+) + R_H(\pi^-)) = 1,03 \pm 0,06.$$

д/ в наших данных имеется несколько точек, в которых одновременно измерены сечения рождения π^+ -мезонов на ядрах D, ^4He и ^6Li . Получено следующее значение для величины отношения этих сечений:

$$(R_{^6\text{Li}}(\pi^+) - R_{^4\text{He}}(\pi^+)) / R_D(\pi^+) = 2,16 \pm 0,47.$$

Авторы признательны М.Д.Шафранову, коллективу вычислительного центра ЛВЭ, коллективу криогенного отдела, коллективу химической группы, а также В.Г.Перевозчикову, О.Ю.Кульпиной и А.Г.Литвиненко за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ОИЯИ, Е1-80-545, Дубна, 1980.
2. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.949.
3. Baldin A.M. et al. Abstracts of European Conf. on Part. Phys. Budapest, 1977, p.37.
4. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-11168, Дубна, 1977.
5. Аверичева Т.В. и др. ОИЯИ, 1-11317, Дубна, 1978.
6. Голованов Л.Б. и др. ОИЯИ, 8-10284, Дубна, 1977.
7. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
8. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-8028, Дубна, 1974.
9. Аладашвили Б.С. и др. ОИЯИ, P1-10719, Дубна, 1977.
10. Nikiforov N.A. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.700.
11. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971.
12. Baldin A.M. Progress in Particle and Nuclear Physics. Pergamon Press, 1980, vol.4, p.95.
13. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-12396, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 января 1982 года.

Балдин А.М. и др.

1-82-28

Экспериментальные данные по кумулятивному рождению пионов при взаимодействии протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с с легкими ядрами

Исследуется кумулятивное рождение частиц, связанное со специфическими ядерными мультикварковыми взаимодействиями, обусловленными обобществлением кварков. Представлены данные о поведении инвариантных инклюзивных сечений образования кумулятивных π^\pm -мезонов при взаимодействии протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с с легкими ядрами / H, D, ^4He , ^6Li /. Вторичные частицы регистрировались в интервале углов вылета 90° - 180° относительно первичных протонов и в импульсном интервале 150-800 МэВ/с. Исследована зависимость инвариантных сечений рождения пионов от кумулятивного числа и поперечного импульса.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Baldin A.M. et al.

1-82-28

Experimental Data on Cumulative Pion Production at 8.9 GeV/c Proton Interaction with Light Nuclei

The cumulative particle production connected with specific nuclear multiquark interactions which are due to quark collectivization is considered. The data on the behaviour of invariant inclusive production cross section of cumulative π^\pm -mesons in interactions at 8.9 GeV/c protons with light nuclei are presented. Pions were detected within the 90° - 180° emission angle with regard to primary protons and within the 150-800 MeV/c momentum range. The invariant cross section dependence on cumulative number and transverse momentum are investigated.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.