



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 99-46
ОУ-У70

В.Г. Карташева

**ИЗУЧЕНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ
И ШИРОКИХ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ И ПИОНОВ
С МАЛЫМИ КИНЕТИЧЕСКИМИ ЭНЕРГИЯМИ
В π^- -А-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 43 ГэВ/с**

(Сотрудничество СИГМА-АЯКС)

Направлено в ЯФ

Протвино 1999

Аннотация

Карташева В.Г. Изучение инклюзивных спектров и широких парных корреляций вторичных протонов и пионов с малыми кинетическими энергиями в π^- -А-взаимодействиях при 43ГэВ/с.: Препринт ИФВЭ 99-46. – Протвино, 1999. – 23 с., 9 рис., 13 табл., библиогр.: 34.

В работе представлены измеренные в π^- -Be-, Al-, Cu-взаимодействиях при импульсе налетающего π^- -мезона $p_{bm}=43$ ГэВ/с инклюзивные инвариантные сечения образованных под углами $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 60^\circ$ протонов и образованных под углом $\theta = 90^\circ$ пионов обоих знаков заряда. Исследованы форма инклюзивных спектров вторичных адронов, А-зависимость их сечений, а также величины корреляционных функций пар одноимённо заряженных вторичных адронов при больших углах разлёта этих адронов. Изученная кинематическая область соответствовала значениям кинетической энергии $T \approx 0,16-0,70$ ГэВ для вторичных протонов и значениям $T \approx 0,20-0,76$ ГэВ для вторичных пионов. Углы разлёта Ψ адронов пар удовлетворяли соотношению $\cos \Psi < -0,5$.

Abstract

Kartasheva V.G. Study of Inclusive Spectra of Secondary Protons and Pions with Small Kinetic Energies and Their Wide Pair Correlations in π^- -A-interactions at 43 GeV/c: IHEP Preprint 99-46. – Protvino, 1999. – p. 23, figs. 9, tables 13, refs.: 34.

The study results of inclusive spectra, cross section A-dependences and wide pair correlations of secondary hadrons, produced in π^- -Be-, Al-, Cu-interactions at initial momentum of 43 GeV/c are presented. The investigated kinetic energy region of inclusive spectra corresponded to the values of $T \approx 0,20-0,76$ GeV for secondary π^\pm -mesons, produced at angle $\theta = 90^\circ$, and the values of $T \approx 0,16-0,70$ GeV for secondary protons, produced at angles $\theta = 90^\circ$ and $\theta = 60^\circ$. The flight angles of identically charged secondary hadrons of investigated pairs satisfied the condition $\cos \Psi < -0,5$.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа завершает представление результатов изучения данных последней экспозиции выполненного на установке СИГМА–АЯКС эксперимента [1] по поиску процессов образования дибарионов с разделённым цветом в области фрагментации мишени. В ней приведены результаты исследования в π^- -Be-, Al-, Si-взаимодействиях при импульсе налетающего π^- -мезона $p_{bm} = 43$ ГэВ/с инклюзивных спектров образованных под углами 90° и 60° вторичных протонов, зарегистрированных двухплечевым магнитным спектрометром (ДМС) установки в области импульсов $0,5 < p < 1,5$ ГэВ/с, и образованных под углом 90° вторичных пионов обоих знаков заряда, зарегистрированных ДМС в области импульсов $0,3 < p < 1$ ГэВ/с, а также корреляций пар одноимённо заряженных вторичных адронов при больших углах разлёта этих адронов. Изученная кинематическая область соответствовала значениям кинетической энергии $T \approx 0,16-0,70$ ГэВ для вторичных протонов и значениям $T \approx 0,20-0,76$ ГэВ для вторичных пионов. Данные эксперимента являются новыми измерениями. То, что они получены в ходе одной экспозиции, обеспечивает высокий уровень достоверности выводов как при сравнении формы инклюзивных спектров вторичных адронов, так и при сопоставлении величин корреляционных функций для различных пар адронов.

Исследование взаимодействий высокоэнергичных адронов с ядрами показало, что данные об инклюзивных спектрах вторичных адронов с небольшими импульсами в широкой кинематической области “можно интерпретировать в рамках представлений о двух параллельно идущих процессах: квазисвободном взаимодействии налетающей частицы с её последующей фрагментацией и... процессе фрагментации ядра” [2] — процессе глубоконеупругого ядерного взаимодействия. Так как для изученных в эксклюзивных экспериментах квазиупругих и квазисвободных реакций, идущих на периферии ядра, характерна гораздо более слабая зависимость от массового числа A ядра-мишени, чем для глубоконеупругих реакций, относительный вклад квазисвободного взаимодействия вымирает на тяжёлых ядрах [3,4]. Неоднократно отмечалось, что изучение процесса ядерной фрагментации в области переменных за пределами кинематики столкновения налетающего адрона с нуклоном позволяет исследовать кварк-партоновую структурную функцию ядра [5].

В результате выполненного в ИТЭФ изучения корреляций некоторых пар вторичных адронов в адрон-ядерных взаимодействиях при импульсах налетающих π^+ -мезонов и протонов $p_{bm}=3$ и $7,5$ ГэВ/с [6-8] было показано, что характер широких корреляций пар одноименно заряженных адронов, т.е. корреляций при больших углах разлёта адронов этих пар, чувствителен к механизму их образования, так как при больших углах разлёта несущественны интерференционные эффекты и взаимодействие частиц в конечном состоянии, обоснованность пренебрежением которых возрастает с увеличением энергии налетающих частиц [9]. Поэтому изучение широких парных корреляций позволяет проверить независимым образом представления о процессах образования адронов, складывающиеся при изучении их инклюзивных спектров [6].

Несмотря на большое количество имеющихся экспериментальных данных по образованию вторичных частиц в кинематически запрещенной для взаимодействия налетающего адрона с одним нуклоном ядра мишени области, называемой областью кумулятивного рождения [10], на сегодня не достигнуто всестороннее понимание механизма адрон-ядерных взаимодействий и влияния структуры ядра на процессы образования вторичных частиц в области фрагментации мишени. Сравнительное изучение полученных в ходе одной экспозиции на различных ядерных мишенях инклюзивных спектров образованных под углом 90° протонов и пионов обоих знаков заряда, а также корреляций разлетающихся под большими углами пар одноименно заряженных вторичных адронов даёт новую информацию для проверки существующих в настоящее время многочисленных моделей образования частиц в процессах ядерной фрагментации.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Установка СИГМА-АЯКС была расположена на канале 2Б ускорителя ИФВЭ. Состав используемой в изучаемой экспозиции аппаратуры установки приведен в работах [11,12]. Падающий на мишень пучок отрицательно заряженных частиц с импульсом $p_{bm} = 43$ ГэВ/с состоял из π^- -мезонов ($\approx 97,9\%$), K^- -мезонов ($\approx 1,9\%$) и антипротонов ($\approx 0,2\%$). В качестве мишени использовались диски из Ве, Al и Си диаметром 40 мм и толщиной по пучку 70 мм, 23 мм и 3,86 мм, соответственно.

Двухплечевой магнитный спектрометр установки состоял из двух почти симметричных относительно оси пучка плеч. Правым плечом ДМС положительно заряженные вторичные адроны с малыми кинетическими энергиями для всех мишеней регистрировались при углах вылета, для которых $-0,15 < \cos \theta < 0,35$, а левым плечом ДМС — при углах вылета, для которых $0,30 < \cos \theta < 0,75$ (и наоборот для отрицательно заряженных частиц), где θ — угол вылета вторичного адрона в лабораторной системе.

Для $\approx 60\%$ статистики триггерная логика отбирала события с вылетом вторичных частиц в оба плеча ДМС (триггер LR, соответствующий корреляционной выборке LR). По $\approx 20\%$ статистики соответствовали триггерному условию на срабатывание аппаратуры только в одном плече ДМС (триггеры L и R, соответствующие инклюзивным выборкам L и R).

Изложение методов анализа информации от различных групп трековых детекторов установки в изучаемой экспозиции эксперимента, процедуры идентификации вторичных заряженных частиц, зарегистрированных ДМС в ходе экспозиции, и результатов этой идентификации для π^- -Ве-взаимодействий даны в работах [11,13].

При исследовании инклюзивных спектров вторичных адронов расчёты эффективностей регистрации частиц, импульсных и угловых разрешений для них были выполнены при помощи пакета GEANT [14]. Результаты этих расчётов достаточно хорошо согласуются с приведенными в работе [11] результатами аналогичных расчётов по упрощённой программе с учётом ионизационных потерь и многократного кулоновского рассеяния, выполненными при изучении установки. Оценки неэффективностей детекторов и реконструкции событий даны в работах [11–13,15]. Из-за малого акцептанса ДМС по азимутальному углу максимальная величина геометрической эффективности регистрации, например, протона двухплечевым магнитным спектрометром не превышала 2,7%.

На рис. 1 приведены рассчитанные при помощи пакета GEANT [14] зависимости от кинетической энергии T функций ε_R^p (верхний ряд гистограмм) и ε_L^p (нижний ряд гистограмм) точности восстановления T для вторичных протонов, экспериментально зарегистрированных в π^- -Be-, Al-, Cu-взаимодействиях правым (R) плечом ДМС в угловой области $-0,15 \leq \cos \theta < 0,15$ и левым (L) плечом ДМС в угловой области $0,45 \leq \cos \theta < 0,60$, соответственно. Сплошными кривыми на рис. 1 представлены вычисленные значения соответствующих функций, пунктиром обозначены верхние границы их значений с учётом ошибок. Значения аналогичных функций для пионов в изучаемой кинематической области не превышали 7%.

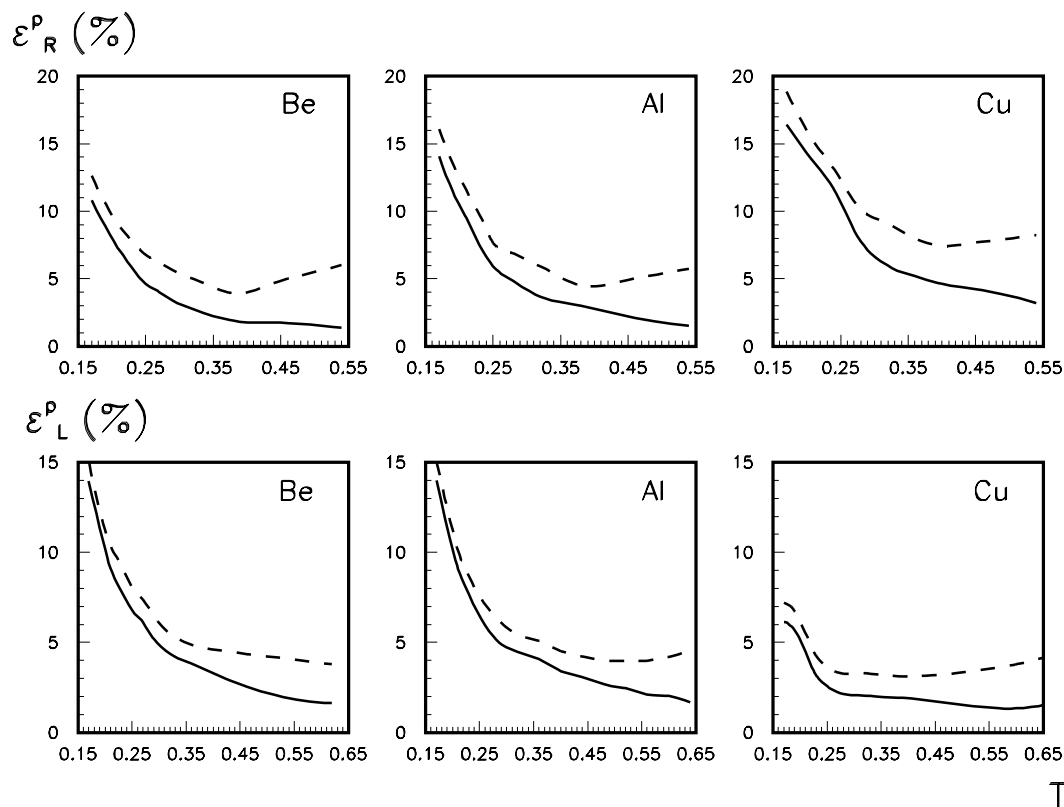


Рис. 1. Зависимости от кинетической энергии T функций ε_R^p (верхний ряд гистограмм) и ε_L^p (нижний ряд гистограмм) точности восстановления T для вторичных протонов, зарегистрированных в π^- -Be-, Al-, Cu-взаимодействиях правым (R) плечом ДМС в угловой области $-0,15 \leq \cos \theta < 0,15$ и левым (L) плечом ДМС в угловой области $0,45 \leq \cos \theta < 0,60$.

2. АНАЛИЗ ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ И ПИОНОВ

Расчёты величин вкладов в измеренные сечения от каскадных процессов в мишени были выполнены с помощью генератора адронных ливней FLUKA [16] пакета GEANT [14] ($\approx 20\%$ в π^- Ве-взаимодействиях и $\approx 11\% - 15\%$ в π^- Al-, Cu-взаимодействиях) и учтены введением поправочных коэффициентов. При представлении сечений инклюзивного образования зарегистрированных адронов на рис. 2, 3 и 6, 7 приведены статистические ошибки. Систематические ошибки определения сечений образования адронов в π^- Ве-взаимодействиях оценены в 13% для протонов, зарегистрированных под углом 90° , в 16% для протонов, зарегистрированных под углом 60° и в 15% для пионов, зарегистрированных под углом 90° . Дополнительная систематическая ошибка определения измеренного левым плечом ДМС сечения образования на ядрах Al и Cu протонов не превышала 5%, пионов — 7%. Дополнительная систематическая ошибка определения измеренных правым плечом ДМС сечений образования протонов и пионов на ядрах Al составила 5%, на ядрах Cu возросла до 9% для протонов и до 15% для пионов.

Значения нормированных на один нуклон ядра мишени инвариантных дифференциальных сечений инклюзивного образования адронов рассчитывались в соответствии с определением

$$f_A = (E/A) \cdot (d^3\sigma/d^3p) = (1/pA) \cdot (d^2\sigma/dT d\Omega),$$

где A — массовое число ядра мишени, E , p , T — энергия, импульс, кинетическая энергия вторичной частицы, Ω — телесный угол, σ — сечение её образования.

При расчёте величин f_A были использованы сечения, экспериментально измеренные в интервале углов $\Delta\theta$, не превышающем 10° . Значения кумулятивного числа n_k для вторичных адронов определялись по формуле $n_k = (E - p \cdot \cos\theta)/M_p$, где E — энергия частицы с импульсом p , M_p — масса протона. Аппроксимация спектров зависимостью

$$f_A = f_{A0} \cdot \exp(-T/T_0) \tag{1}$$

была выполнена с помощью пакета MINUIT [17]. В табл. 1 и 2 приведены значения параметра T_0 , полученные при изучении формы спектров вторичных частиц для различных областей их кинетических энергий T . Отмеченные звездочками в этих таблицах значения T_0 получены в результате аппроксимации зависимостью (1) инклюзивных спектров вторичных адронов при разбиениях энергетической шкалы, представленных на рис. 2, 3 и 6, 7. Прямые линии на этих рисунках — результат соответствующих аппроксимаций. В каждом конкретном фите i , результат которого приведен в табл. 1 и 2, значение $\chi^2_{N_i}$ не превосходило 1 ($\chi^2_{N_i}$ — нормированная на количество степеней свободы сумма квадратов отклонений величин экспериментально измеренных сечений от значений аппроксимирующей функции в каждом из N_i энергетических интервалов этого фита).

Следует отметить, что хотя инклюзивное образование кумулятивных адронов в адрон-ядерных взаимодействиях широко изучалось экспериментально, данные по образованию в π^- A-взаимодействиях протонов и пионов под углами $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 60^\circ$ в сравнимой с изучаемой в настоящей работе области кинетических энергий вторичных частиц отсутствуют.

Зависимости инвариантных дифференциальных сечений инклюзивного образования протонов от их кинетической энергии, измеренные в эксперименте правым плечом ДМС под углом $\theta = 90^\circ$ и левым плечом ДМС под углом $\theta = 60^\circ$ в π^- -Be-, Al-, Cu-взаимодействиях при $p_{bm} = 43$ ГэВ/с, представлены на рис. 2 для $\theta = 90^\circ$ и рис. 3 для $\theta = 60^\circ$. Результаты аналогичных измерений при $p_{bm} = 5$ ГэВ/с [18] также показаны на этих рисунках. Значения кумулятивного числа n_k для протонов, образованных под углом $\theta = 90^\circ$, изменялись в интервале $n_k \approx 1,1 - 1,9$ при изменении T от 0,16 до 0,54 ГэВ, а для протонов, образованных под углом $\theta = 60^\circ$, — в интервале $n_k \approx 0,8 - 1,1$ при изменении T от 0,16 до 0,7 ГэВ. Таким образом, протоны, рождённые под углом $\theta = 90^\circ$, являлись преимущественно кумулятивными. Протоны, образованные в процессе глубоконеупругого ядерного взаимодействия, должны также составлять значительную часть рождённых под углом $\theta = 60^\circ$ протонов [3]. В табл. 1 приведены значения параметра T_0 , полученные при аппроксимации зависимостью (1) инвариантных сечений инклюзивного образования протонов под обоими углами. Не отмеченные звездочками значения T_0 были получены при разбиении для данного фита изучаемой области T на максимально возможное число энергетических интервалов N_i одинакового размера. В табл. 1 приведены также значения T_0 , полученные при аппроксимации зависимостью (1) инклюзивных спектров протонов в π^- -Be- и π^- -Cu-взаимодействиях при $p_{bm} = 5$ ГэВ/с для соответствующих углов в области $0,09 < T < 0,23$ ГэВ [18]. Исследование формы инклюзивных протонных спектров показало, что экспериментальные спектры протонов хорошо аппроксимировались зависимостью (1), причём значения параметра T_0 слабо менялись в широком интервале кинетических энергий.

На рис. 4, 5 приведены вычисленные с помощью генераторов адронных ливней FLUKA [16] и HEISHA [19] пакета GEANT [14] сечения образования протонов под углами $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 60^\circ$ при прохождении π^- -мезонов с импульсом 43 ГэВ/с через ядерные мишени, представляющие собой диски радиусом 1 мм и толщиной ≈ 1 мм для Be и Al и $\approx 0,7$ мм для Cu, когда эффектами, связанными с размером мишени, можно пренебречь. Для привязки к экспериментально измеренным сечениям в виде прямых линий показаны результаты такой же аппроксимации экспериментально измеренных сечений, как и на рис. 2, 3, представляющих эти сечения. Степень согласия с экспериментально измеренными сечениями рассчитанных с помощью генератора адронных ливней FLUKA [16] пакета GEANT [14] сечений образования протонов под углом $\theta = 90^\circ$ (рис. 4) возрастала

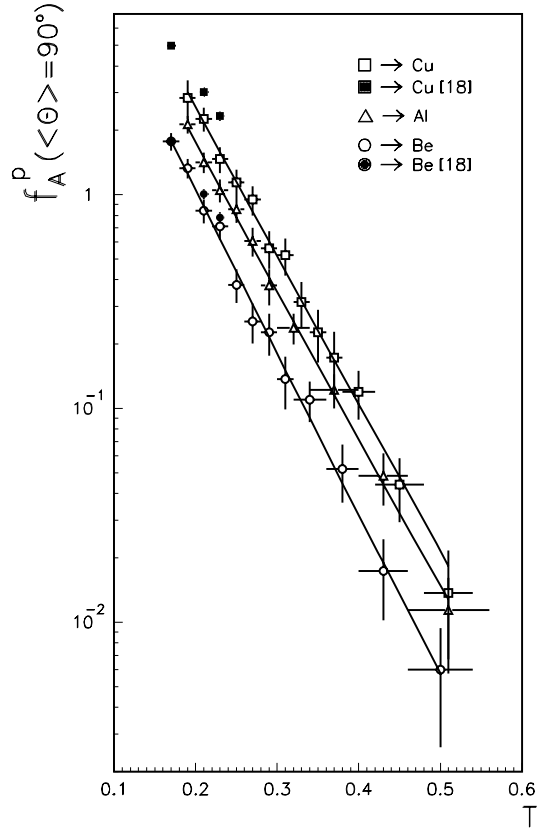


Рис. 2. Зависимости от кинетической энергии T инвариантных сечений образования протонов f_A^p под углом $\theta = 90^\circ$ в π^- -Be-, Al- и Cu-взаимодействиях при импульсе 43 ГэВ/с. Размерность $f_A^p - [f^p] = \text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1} / \text{нуклон}$.

с ростом массового числа A ядер мишени. Рассчитанные с помощью генератора адронных ливней HEISHA [19] спектры рождённых под углом $\theta = 90^\circ$ протонов значительно отличались по форме и величине как от экспериментальных, так и от вычисленных с помощью генератора FLUKA [16] распределений, особенно для легкого ядра Be. Следует отметить сближение между собой результатов расчёта с помощью этих генераторов сечений образования протонов под углом $\theta = 60^\circ$ (рис. 5).

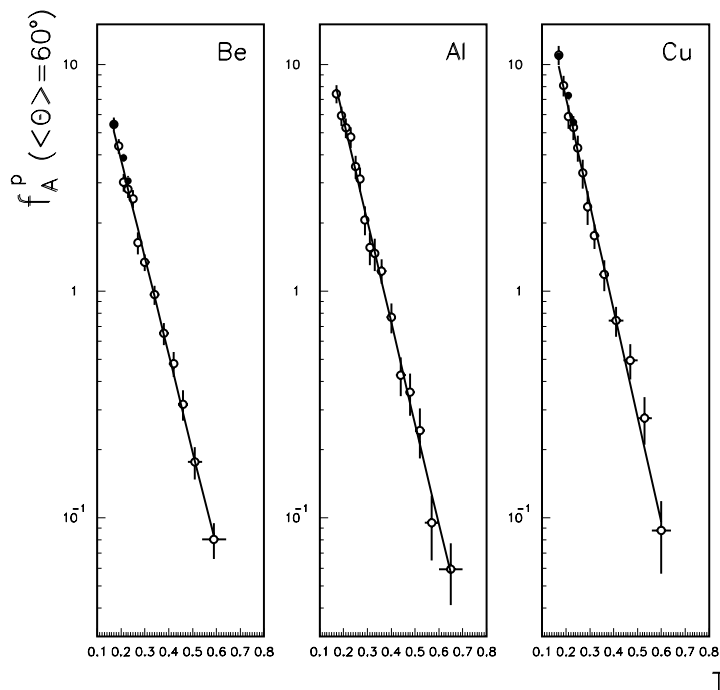


Рис. 3. Зависимости от кинетической энергии T инвариантных сечений образования протонов f_A^p под углом $\theta = 60^\circ$ в π^- -Be-, Al- и Cu-взаимодействиях при импульсе 43 ГэВ/с, \bullet — результаты аналогичных измерений при $p_{bm} = 5$ ГэВ/с из работы [18]. Размерность f_A^p — $[f^p] = \text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1}/\text{нуклон}$.

Таблица 1. Значения параметра T_0 при аппроксимации зависимостью (1) инвариантных дифференциальных сечений инклюзивного образования протонов под углами $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 60^\circ$ в π^- -A-взаимодействиях при $p_{bm} = 43$ ГэВ/с

Be		Al		Cu	
T (ГэВ)	T_0 (МэВ)	T (ГэВ)	T_0 (МэВ)	T (ГэВ)	T_0 (МэВ)
протон (90°)					
0,16–0,54	$56,7 \pm 2,6$ *	0,18–0,56	$61,7 \pm 2,7$ *	0,18–0,54	$62,3 \pm 3,0$ *
– ” –	$56,1 \pm 2,6$	– ” –	$59,3 \pm 2,6$	– ” –	$61,4 \pm 2,9$
0,09–0,23	$56,3 \pm 1,0$ [18]			0,09–0,23	$59,0 \pm 1,0$ [18]
протон (60°)					
0,16–0,64	$101,2 \pm 2,9$ *	0,16–0,70	$96,9 \pm 3,1$ *	0,16–0,64	$92,4 \pm 3,8$ *
– ” –	$98,9 \pm 2,8$	– ” –	$94,3 \pm 2,9$	– ” –	$91,3 \pm 3,7$
0,09–0,23	$97,2 \pm 2,6$ [18]			0,09–0,23	$84,9 \pm 1,8$ [18]

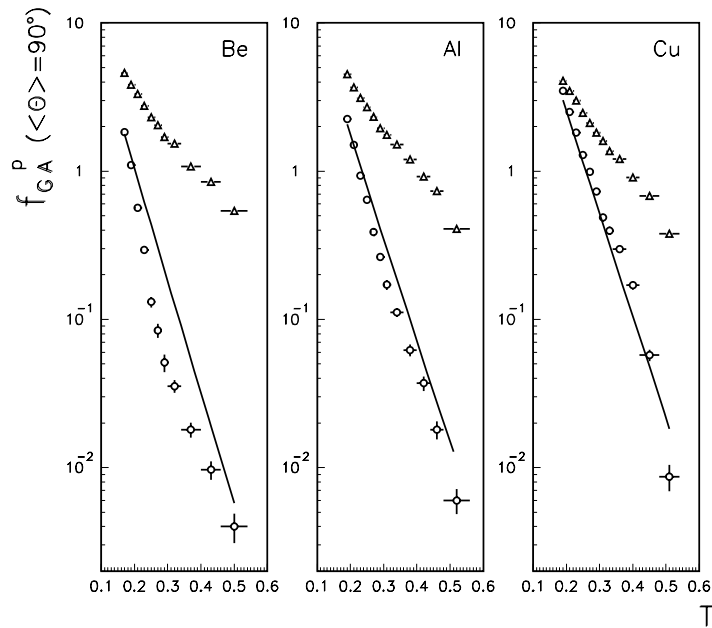


Рис. 4. Зависимости от кинетической энергии T инвариантных сечений образования протонов f_A^P под углом $\theta = 90^\circ$, вычисленные при моделировании с помощью генераторов адронных ливней FLUKA (\circ) и HEISHA (\triangle) пакета GEANT процессов их образования в π^- -Be-, Al- и Cu-взаимодействиях при импульсе 43 ГэВ/с. Прямая линия — приведенный на рис. 2 результат параметризации экспериментально измеренных сечений. Размерность f_A^P — $[f^P] = \text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1}/\text{нуклон}$.

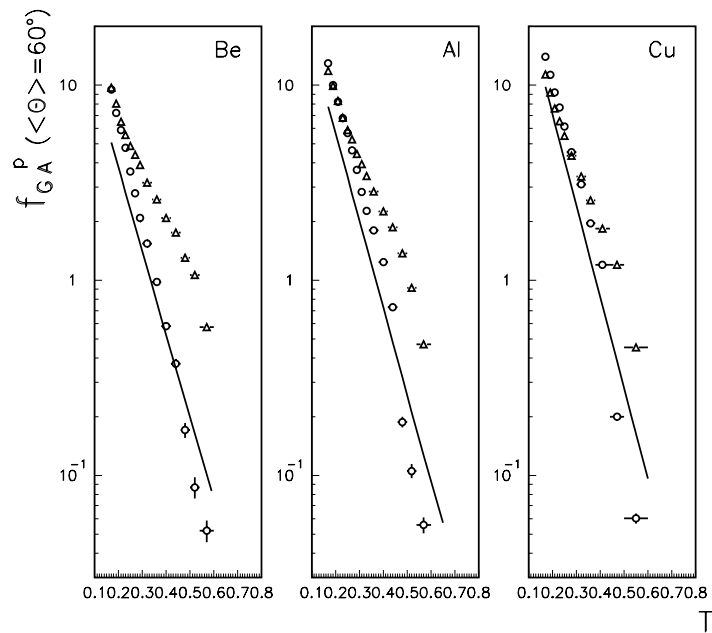


Рис. 5. Зависимости от кинетической энергии T инвариантных сечений образования протонов f_A^P под углом $\theta = 60^\circ$, вычисленные при моделировании с помощью генераторов адронных ливней FLUKA (\circ) и HEISHA (\triangle) пакета GEANT процессов их образования в π^- -Be-, Al- и Cu-взаимодействиях при импульсе 43 ГэВ/с. Прямая линия — приведенный на рис. 3 результат параметризации экспериментально измеренных сечений. Размерность f_A^P — $[f^P] = \text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1}/\text{нуклон}$.

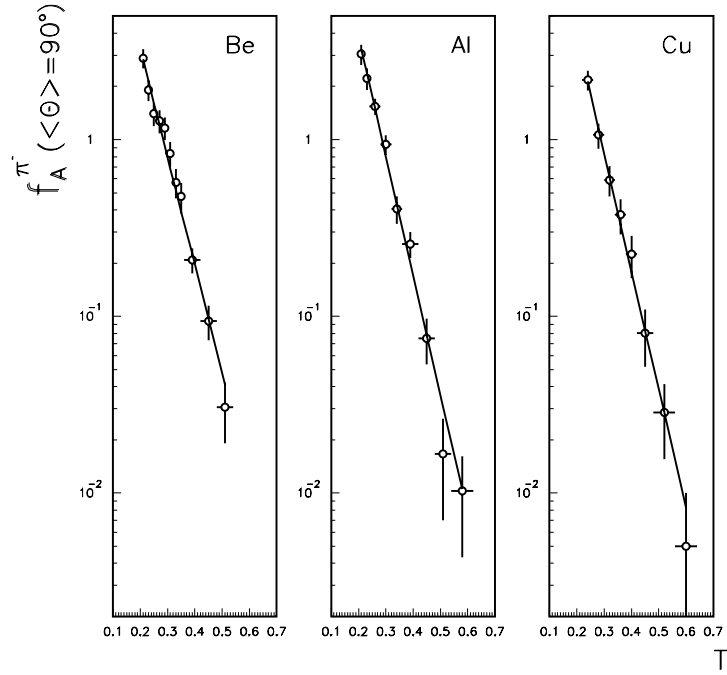


Рис. 6. Зависимости от кинетической энергии T инвариантных сечений образования π^- -мезонов $f_A^{\pi^-}$ под углом $\theta = 90^\circ$ в π^- -Be-, Al- и Cu-взаимодействиях при импульсе 43 ГэВ/с. Размерность $f_A^{\pi^-}$ — $[f_A^{\pi^-}] = \text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1}/\text{нуклон}$.

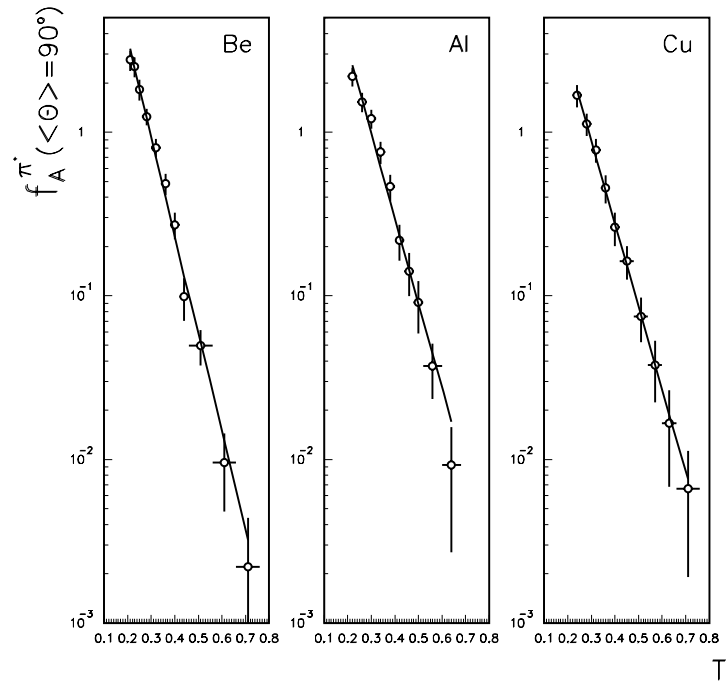


Рис. 7. Зависимости от кинетической энергии T инвариантных сечений образования π^+ -мезонов $f_A^{\pi^+}$ под углом $\theta = 90^\circ$ в π^- -Be-, Al- и Cu-взаимодействиях при импульсе 43 ГэВ/с. Размерность $f_A^{\pi^+}$ — $[f_A^{\pi^+}] = \text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1}/\text{нуклон}$.

Таблица 2. Значения параметра T_0 при аппроксимации зависимостью (1) инвариантных дифференциальных сечений инклюзивного образования пионов под углом $\theta = 90^\circ$ в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43 \text{ ГэВ}/c$

Be		Al		Cu	
T (ГэВ)	T_0 (МэВ)	T (ГэВ)	T_0 (МэВ)	T (ГэВ)	T_0 (МэВ)
π^- -мезон (90°)					
0,20–0,54	70,3±3,1 *	0,20–0,62	63,9±2,8 *	0,22–0,64	64,1±4,0 *
0,28–0,54	57,5±4,7	0,28–0,66	58,8±4,6	0,28–0,64	63,2±5,6
π^+ -мезон (90°)					
0,20–0,76	71,4±2,6 *	0,20–0,68	83,2±3,7 *	0,22–0,76	85,2±4,9 *
0,28–0,76	67,6±4,0	0,28–0,68	72,6±5,1	0,28–0,76	77,5±6,4

Зависимости инвариантных дифференциальных сечений f_A инклюзивного образования π^- -мезонов под углом $\theta = 90^\circ$ от их кинетической энергии представлены на рис.6, а π^+ -мезонов — на рис.7. Спектры π^- -мезонов, рождённых под углом $\theta = 90^\circ$, измерены в эксперименте левым плечом ДМС, спектры π^+ -мезонов — правым. Значения кумулятивного числа n_k изменялись от $n_k \approx 0,3$ для пионов с $T = 0,2 \text{ ГэВ}$ до $n_k \approx 0,8$ при $T = 0,54 \text{ ГэВ}$ и $n_k \approx 1,1$ при $T = 0,76 \text{ ГэВ}$. Значения параметра T_0 , полученные при аппроксимации зависимостью (1) этих инвариантных сечений, приведены в табл. 2.

Вычисленные с помощью генератора адронных ливней FLUKA [16] (аналогично протонным) сечения образования π^+ -мезонов под углом $\theta = 90^\circ$ примерно вдвое превышали по величине экспериментально измеренные сечения, но были близки к ним по характеру зависимости от T . Как и для протонов, степень согласия результатов расчёта с экспериментально измеренными сечениями возрастала с ростом массового числа A ядер мишени. Результаты соответствующего расчёта сечения образования π^- -мезонов под углом $\theta = 90^\circ$ ещё хуже согласуются с экспериментом. Вычисленные с помощью генератора адронных ливней HEISHA [19] сечения образования π^\pm -мезонов под углом $\theta = 90^\circ$ не воспроизвели даже характер зависимости от T соответствующих экспериментально измеренных сечений.

Изучение формы инклюзивных спектров π^- -мезонов, образованных под углом $\theta = 90^\circ$, показало, что значения параметра T_0 для спектров π^- -мезонов в π^-Al - и π^-Cu -взаимодействиях близки к значениям T_0 для спектров вторичных протонов в изученной области кинетических энергий этих адронов. Начиная с $T \simeq 0,28 \text{ ГэВ}$, значения параметра T_0 для спектров π^- -мезонов и протонов согласуются в пределах ошибок на всех изученных мишенях.

Значения параметра T_0 для инклюзивных спектров вторичных π^+ -мезонов, полученные при аппроксимации зависимостью (1) этих спектров в π^-Al - и π^-Cu -взаимодействиях, значимо отличались от значений T_0 как для спектров вторичных протонов, так и для спектров вторичных π^- -мезонов в изученной области T и существенно возрастали при переходе от легкого ядра Be к более тяжёлым ядрам Al и Cu. Статистика эксперимента не позволила исследовать зависимость параметра T_0 от T для достаточно больших значений кинетических энергий π^+ -мезонов. При увеличении нижней границы изучаемой области T до

0,28 ГэВ значения T_0 уменьшились, оставаясь на $\approx 25\%$ больше значений T_0 для спектров вторичных π^- -мезонов в соответствующей области T , что превысило 2 ошибки измерения.

Результаты сравнительного изучения формы инклюзивных спектров рождённых под углом $\theta = 90^\circ$ протонов и π^+ -мезонов качественно согласуются с приведенными в работах [20,21] результатами изучения формы измеренных с хорошей статистической точностью на установке ИСТРА-3 инклюзивных спектров протонов и π^+ -мезонов, образованных в π^-A -взаимодействиях при значительно меньшем импульсе первичных π^- -мезонов $p_{bm}=1,5$ ГэВ/с в сравнимой области кинетических энергий вторичных частиц. Согласно [20,21] значения T_0 для инклюзивных спектров π^+ -мезонов, образованных под углом $\theta = 118^\circ$ в $\pi^-^{16}O$ - и π^-Cu -взаимодействиях, даже при $T > 0,4$ ГэВ превышали на $\approx 12 - 13\%$ значения T_0 для инклюзивных спектров протонов, образованных под углом $\theta = 110^\circ$, что составило примерно 2 ошибки измерения.

Измеренные в эксперименте величины отношения $R(\pi^+/\pi^-)$ инвариантных сечений инклюзивного образования π^\pm -мезонов при $-0,1 < \cos\theta < 0,1$ представлены в табл. 3. Для π^-Al - и π^-Cu -взаимодействий значения $R(\pi^+/\pi^-)$ значимо возрастали при переходе от области кинетических энергий пионов $T < 0,28$ ГэВ к области $T > 0,28$ ГэВ.

Таблица 3. Значения отношения $R(\pi^+/\pi^-)$ инвариантных сечений инклюзивного образования пионов для области $-0,1 < \cos\theta < 0,1$ в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

Be		Al		Cu	
T (ГэВ)	$R(\pi^+/\pi^-)$	T (ГэВ)	$R(\pi^+/\pi^-)$	T (ГэВ)	$R(\pi^+/\pi^-)$
0,20–0,28	$1,12 \pm 0,09$	0,20–0,28	$1,00 \pm 0,10$	0,20–0,28	$0,84 \pm 0,11$
0,22–0,28	$1,18 \pm 0,11$	0,22–0,28	$1,07 \pm 0,12$	0,22–0,28	$0,92 \pm 0,11$
0,28–0,54	$1,28 \pm 0,10$	0,28–0,60	$1,63 \pm 0,15$	0,28–0,60	$1,65 \pm 0,19$

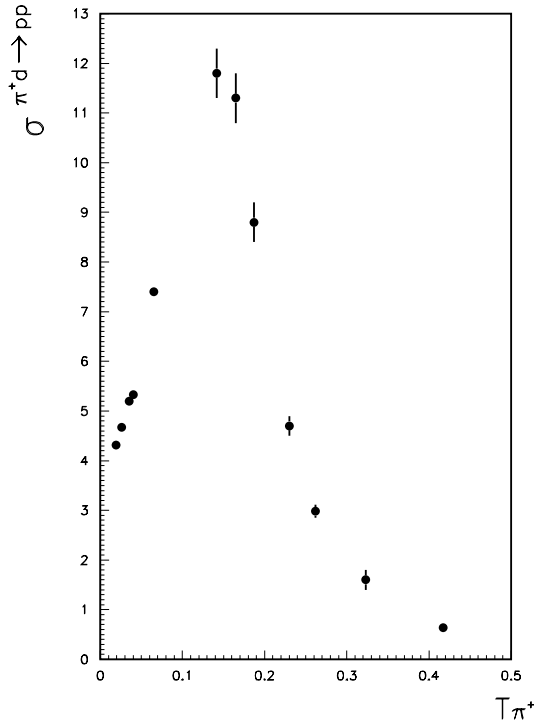


Рис. 8. Зависимость от кинетической энергии T_{π^+} π^+ -мезона сечения процесса поглощения π^+ -мезона дейтроном с образованием пары протонов, построенная по компиляции данных из работы [22]. Размерность $\sigma^{\pi^+d \rightarrow pp}$ — $[\sigma^{\pi^+d \rightarrow pp}] = \text{мб}$.

Естественно предположить, что увеличение с ростом A значения параметра T_0 для инклюзивных спектров образованных под углом $\theta = 90^\circ$ вторичных π^+ -мезонов в значительной мере обусловлено усиливающимся с ростом A поглощением π^+ -мезонов с кинетическими энергиями $T < 0,4$ ГэВ коррелированными группами ядерных нуклонов. Возможность влияния процессов такого типа на поведение спектров вторичных π^+ -мезонов при $T < 0,4$ ГэВ определяется характером приведенной на рис. 8 зависимости сечения процесса $\pi^+d \rightarrow pp$ поглощения π^+ -мезона дейтроном с образованием пары протонов от кинетической энергии T_{π^+} π^+ -мезона, построенной по компиляции данных из работы [22]. Влияние подобных процессов на поведение спектров π^- -мезонов может маскироваться различием механизмов конкретных реакций внутриядерного поглощения равноименно заряженных пионов с малыми кинетическими энергиями [23,24], а также сдвигом спектра π^- -мезонов относительно спектра π^+ -мезонов в область меньших значений энергий вторичных частиц из-за кулоновского поля ядра (особенно для достаточно тяжелого ядра Cu) [25].

Таблица 4. Значения параметра T_0 при аппроксимации зависимостью (1) инвариантных дифференциальных сечений инклюзивного образования пионов под углом $\theta = 60^\circ$ в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

Be		Al		Cu	
T (ГэВ)	T_0 (МэВ)	T (ГэВ)	T_0 (МэВ)	T (ГэВ)	T_0 (МэВ)
π^- -мезон (60°)					
0,28–0,62	$130,8 \pm 7,0$	0,28–0,62	$120,5 \pm 7,8$	0,24–0,70	$108,6 \pm 5,3$
0,38–0,70	$99,2 \pm 5,5$	0,38–0,70	$94,0 \pm 6,9$	0,32–0,70	$94,7 \pm 6,0$
π^+ -мезон (60°)					
0,35–0,63	$102,2 \pm 6,4$	0,35–0,69	$106,4 \pm 7,7$	0,35–0,67	$94,8 \pm 9,5$
0,41–0,69	$73,5 \pm 4,7$			0,43–0,67	$79,7 \pm 12,8$

Представленные в работе [15] результаты исследования измеренных в изучаемой экспозиции эксперимента инвариантных дифференциальных сечений инклюзивного образования π^\pm -мезонов под углом $\theta = 60^\circ$ в π^-Be -взаимодействиях не противоречат сделанному предположению. Величины параметра T_0 , полученные при аппроксимации зависимостью (1) этих сечений, заметно уменьшались для значений $T > 0,4$ ГэВ по сравнению с их величинами в области меньших значений T . Экспериментальные спектры образованных под углом $\theta = 60^\circ$ π^\pm -мезонов в π^-Al - и π^-Cu -взаимодействиях существенно хуже аппроксимировались зависимостью (1). Статистика эксперимента недостаточна для изучения структуры этих спектров. В табл. 4 приведены значения T_0 , полученные при аппроксимации зависимостью (1) инвариантных дифференциальных сечений π^\pm -мезонов, образованных под углом $\theta = 60^\circ$ в π^-A -взаимодействиях. Следует иметь в виду, что при аппроксимации спектров вторичных π^- -мезонов в π^-Cu -взаимодействиях и π^+ -мезонов в π^-Al -взаимодействиях значения $\chi^2_{N_i}$ составили 1,6. Можно отметить большее пороговое значение $T = 0,35$ ГэВ для аппроксимируемого зависимостью (1) участка спектра π^+ -мезонов относительно соответствующего значения $T = 0,28$ ГэВ для спектра π^- -мезонов

даже в π^- -Ве-взаимодействиях, в то время как акцептансы левого и правого плеч ДМС, регистрировавших соответственно π^+ - и π^- -мезоны под углами $\theta < 70^\circ$, не должны значительно различаться для одинаковых кинематических областей этих мезонов.

Величины отношений выходов протонов к выходам π^+ -мезонов при одинаковых импульсах вторичных адронов $0,6 < p < 0,85$ ГэВ/с в области значений $\cos \theta -0,10 < \cos \theta < 0,15$, где вторичные адроны достаточно эффективно регистрировались двухплечевым магнитным спектрометром установки на всех изученных ядерных мишенях, равнялись для ядер Ве, Al и Сu, соответственно:

$$R_e(p/\pi^+) = 12,0 \pm 1,9; \quad 14,7 \pm 2,5; \quad 19,1 \pm 3,5.$$

В области $0,25 < \cos \theta < 0,30$ значения $R_e(p/\pi^+)$ упали более чем вдвое. Таким образом, измеренная величина $R_e(p/\pi^+)$ быстро возрастала с уменьшением $\cos \theta$ при переходе к области $\cos \theta < 0,1$, соответствующей значениям кумулятивного числа протона $n_k > 1$ и запрещённой для взаимодействий на свободном нуклоне. Подавленность выхода пионов по отношению к выходу кумулятивных протонов при одинаковых импульсах вторичных адронов объясняется естественным образом в рамках представления о короткодействующих динамических корреляциях между нуклонами ядра как источнике образования кумулятивных адронов [9]. Динамические корреляции между нуклонами ядра должны возникать из-за установленного экспериментально факта наличия сильной отталкивающей компоненты двухнуклонного потенциала при расстояниях между нуклонами меньших $\approx 0,5\Phi$ [26].

Значимость для образования кумулятивных протонов процессов поглощения коррелированными парами внутриядерных нуклонов медленных π^+ -мезонов, возникающих в основном при перерасеяниях вторичных частиц, была показана как для адрон-ядерных [27], так и для нейтрино-ядерных [28] взаимодействий при энергиях налетающей частицы $E_{bm} < 10$ ГэВ. В результате исследования измеренных в изучаемой экспозиции экспериментальных спектров вторичных пионов с малыми кинетическими энергиями, образованных под углом $\theta = 90^\circ$ в π^- -А-взаимодействиях при импульсе $p_{bm} = 43$ ГэВ/с, получены указания на значимость таких процессов при больших импульсах начального адрона, когда существенно возрастает вероятность образования вторичных адронов при взаимодействии налетающей частицы с коррелированными группами внутриядерных нуклонов [9].

Интересно отметить, что представленные в табл. 3 результаты изучения отношения $R(\pi^+/\pi^-)$ при указанных T качественно согласуются с приведенными в работе [28] результатами изучения отношения $R_e(\pi^+/\pi^-)$ выходов π^\pm -мезонов с импульсами $p < 1$ ГэВ/с, образованных во взаимодействии нейтрино с тяжёлыми ядрами при средней энергии начальных нейтрино 6 ГэВ. Даже с учётом довольно больших экспериментальных ошибок измеренная на камере СКАТ (ИФВЭ) [28] величина $R_e(\pi^+/\pi^-)$ превосходила 1 и возрастала с увеличением T в области $0,28 < T < 0,7$ ГэВ не менее чем в полтора раза как для событий, не имеющих кумулятивных протонов, так и для событий, в которых они были зарегистрированы. Величина этого отношения в событиях с кумулятивными протонами для $T < 0,2$ ГэВ резко падала до значений меньших 1.

3. ИЗУЧЕНИЕ А-ЗАВИСИМОСТИ ИНВАРИАНТНЫХ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ И ПИОНОВ

Зависимость инвариантных сечений f ($f = f_A \cdot A$) инклюзивного образования адронов на ядрах от массового числа A ядра мишени обычно характеризуют величиной показателя α степенной зависимости

$$f = f_0 \cdot A^\alpha. \quad (2)$$

В табл. 5 приведены значения $\alpha_{Al/Be}$, $\alpha_{Cu/Be}$ и $\alpha_{Cu/Al}$, определённые по формуле

$$\alpha_{A_1/A_2} = \ln(f_{A_1}/f_{A_2})/\ln(A_1/A_2) \quad (3)$$

для каждого адрона в наибольшей доступной на всех изученных ядрах области кинетической энергии T .

Таблица 5. Значения $\alpha_{Al/Be}$, $\alpha_{Cu/Be}$ и $\alpha_{Cu/Al}$, определённые по формуле (3) для зависимости (2) инвариантных сечений образования вторичных протонов под углами $\theta = 90^\circ$; 60° и пионов под углом $\theta = 90^\circ$ в π^- -А-взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

	протон (90°)	протон (60°)
T (ГэВ)	0,18–0,54	0,16–0,64
$\alpha_{Al/Be}$	$1,51 \pm 0,06$ (стат.) $\pm 0,05$ (сист.)	$1,36 \pm 0,04$ (стат.) $\pm 0,04$ (сист.)
$\alpha_{Cu/Be}$	$1,48 \pm 0,04$ (стат.) $\pm 0,06$ (сист.)	$1,30 \pm 0,03$ (стат.) $\pm 0,05$ (сист.)
$\alpha_{Cu/Al}$	$1,43 \pm 0,09$ (стат.) $\pm 0,07$ (сист.)	$1,23 \pm 0,06$ (стат.) $\pm 0,06$ (сист.)
	π^- -мезон (90°)	π^+ -мезон (90°)
T (ГэВ)	0,22–0,54	0,22–0,54
$\alpha_{Al/Be}$	$1,04 \pm 0,08$ (стат.) $\pm 0,04$ (сист.)	$1,01 \pm 0,08$ (стат.) $\pm 0,04$ (сист.)
$\alpha_{Cu/Be}$	$1,03 \pm 0,05$ (стат.) $\pm 0,05$ (сист.)	$0,94 \pm 0,05$ (стат.) $\pm 0,07$ (сист.)
$\alpha_{Cu/Al}$	$1,02 \pm 0,05$ (стат.) $\pm 0,06$ (сист.)	$0,86 \pm 0,12$ (стат.) $\pm 0,10$ (сист.)

В согласии с результатами других измерений [18,29], значения определённых по различным парам ядер показателей А-зависимости (2) инвариантных сечений инклюзивного образования протонов превышали 1 и возрастали при увеличении угла θ образования вторичного протона и, следовательно, значения его кумулятивного числа n_k . С другой стороны, несмотря на близость значений параметра T_0 для инклюзивных спектров образованных в π^- -А-взаимодействиях под углом $\theta = 90^\circ$ протонов и π^- -мезонов, значения $\alpha \approx 1$ для инвариантных сечений инклюзивного образования π^- -мезонов в соответствии со значениями их кумулятивного числа n_k были меньше значений α как для сечений образованных под тем же углом протонов, так и для сечений образованных под углом $\theta = 60^\circ$ протонов.

Приведенные в табл. 5 значения α для протонов в пределах ошибок согласуются с оценками α , которые были получены по данным, представленным в работе [18] при $p_{bm}=5$ ГэВ/с. Однако значения α как для протонов, так и для π^+ -мезонов превышают оценки α , представленные в работах [20,21] при $p_{bm}=1,5$ ГэВ/с. На замедление при небольших энергиях налетающего на ядро адрона роста сечений рождения кумулятивных

нуклонов и пионов с ростом A из-за глауберовских перерасеяний указывали Стрикман М.И. и Франкфурт Л.Л при теоретическом рассмотрении рассеяния частиц высокой энергии на ядрах, основанном на пространственно-временной картине Грибова-Фейнмана и приближении парной корреляции [9].

Точность измерений в эксперименте недостаточна для изучения поведения α в зависимости от T для инвариантных инклюзивных сечений π^\pm -мезонов, образованных под углом $\theta = 90^\circ$. Однако можно отметить, что значения α для инвариантных сечений инклюзивного образования π^- -мезонов с кинетическими энергиями $T > 0,28$ ГэВ в области $-0,1 < \cos \theta < 0,1$ практически не отличались от значений, приведенных в табл. 5 для π^- -мезонов. В то же время значения α для инвариантных сечений инклюзивного образования π^+ -мезонов с кинетическими энергиями $T > 0,28$ ГэВ при $-0,1 < \cos \theta < 0,1$ возросли по сравнению с приведенными в табл. 5 и составили для $T = 0,28 - 0,64$ ГэВ:

$$\alpha_{Al/Be} = 1,21 \pm 0,07; \quad \alpha_{Cu/Be} = 1,14 \pm 0,05; \quad \alpha_{Cu/Al} = 1,05 \pm 0,11.$$

В результате выполненного в ИГЭФ изучения A -зависимости инклюзивных сечений рождения под углами $\theta = 110^\circ - 155^\circ$ π^- -мезонов с импульсами 100–500 МэВ/с в π^-Al - и π^-Pb -взаимодействиях при $p_{bm}=4,4$ ГэВ/с [30], было показано, что величина α существенно зависит от импульса вторичного пиона. В области импульсов π^- -мезонов $p \leq 120$ МэВ/с и $p \geq 350$ МэВ/с ($T \geq 237$ МэВ) значения $\alpha \approx 1$. Имеется минимум при импульсах вторичных π^- -мезонов 200–250 МэВ/с, где $\alpha \approx 0,7$. Сравнивая свои результаты с имеющими аналогичный характер результатами изучения A -зависимости выходов π^- -мезонов под углом $\theta = 168^\circ$ в протон-ядерных взаимодействиях при $p_{bm}=8,9$ ГэВ/с [31], авторы работы [30] сделали заключение, что нерегулярность A -зависимости определяется характеристиками вторичной частицы.

Представленные в табл. 5 настоящей работы результаты измерения A -зависимости инклюзивных сечений рождённых в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с под углом $\theta = 90^\circ$ π^- -мезонов с кинетической энергией $T > 0,22$ ГэВ (соответствующие значения импульса π^- -мезонов $p > 330$ МэВ/с), во-первых, согласуются с результатами, представленными в работе [30] для соответствующих импульсов π^- -мезонов. Во-вторых, сравнение с результатами работы [30] показывает, что характер импульсной зависимости α для инклюзивных сечений образованных под углом $\theta = 90^\circ$ π^+ -мезонов, измеренных в изучаемой экспозиции эксперимента в π^-Al - и π^-Cu -взаимодействиях, весьма похож на поведение A -зависимости инклюзивных сечений π^- -мезонов с импульсами $p > 200$ МэВ/с, измеренных в эксперименте [30]. Область минимума в функциональной зависимости величины α от импульса p (или кинетической энергии T) для π^\pm -мезонов определяется областью эффективности процессов поглощения вторичных пионов. Верхняя граница p (или T) этой области для π^- -мезонов несколько смещена в сторону меньших импульсов относительно соответствующей границы для π^+ -мезонов. Следует отметить большие 1 значения $\alpha_{Al/Be}$ и $\alpha_{Cu/Be}$ для π^+ -мезонов с кинетической энергией $T > 0,28$ ГэВ, свидетельствующие об усилении вклада в сечения образования π^+ -мезонов на средних и тяжёлых ядрах в указанной кинематической области процессов их размножения по сравнению с вкладом таких процессов в сечения образования π^- -мезонов. Поведение величины α для пионов в зависимости от T соответствовало поведению измеренной в эксперименте величины отношения $R(\pi^+/\pi^-)$ инвариантных сечений инклюзивного образования π^\pm -мезонов при $-0,1 < \cos \theta < 0,1$ (табл. 3).

Приведенная совокупность экспериментальных результатов указывает на то, что для образованных на средних и тяжёлых ядрах вторичных пионов с малыми кинетическими энергиями особенности поведения их инклюзивных спектров и A -зависимости инклюзивных сечений определяются особенностями внутриядерной структуры при взаимодействии вторичных частиц с этими ядрами.

Точность измерений в эксперименте недостаточна для изучения степени отклонения поведения A -зависимости инвариантных сечений инклюзивного образования вторичных адронов от закона (2), хотя данные не противоречат факту падения значений эффективного показателя α с ростом A , что обычно связывают с усилением при увеличении A поглощения внутри ядра сформировавшихся адронов [32].

4. ИЗУЧЕНИЕ ШИРОКИХ КОРРЕЛЯЦИЙ ОДНОИМЁННО ЗАРЯЖЕННЫХ ПАР АДРОНОВ

При изучении широких корреляций пар одноимённо заряженных адронов корреляционная функция пары определялась следующим образом [6-8]: $R_2^{h_L h_R} = \sigma_{in} F^{h_L h_R} / F^{h_L} F^{h_R}$, где функции F^{h_L} и F^{h_R} — это инвариантные сечения инклюзивного образования зарегистрированных соответственно левым и правым плечами ДМС адронов пары, определённые в некоторых областях значений $T_{L,R}$ и $\cos \theta_{L,R}$; $F^{h_L h_R}$ — дваждыинклюзивное инвариантное сечение образования $h_L h_R$ -пар в тех же областях $T_{L,R}$ и $\cos \theta_{L,R}$. Для нормировки каждой функции в π^- -Ве-взаимодействиях было использовано измеренное на установке СИГМА [33] значение неупругого сечения взаимодействия π^- -мезона с ядрами Ве при импульсе 40 ГэВ/с, а в π^- -Al- и π^- -Cu-взаимодействиях — значения неупругих сечений взаимодействия π^- -мезона с соответствующими ядрами при импульсе 60 ГэВ/с из работы [34].

В дальнейшем адроны, зарегистрированные в эксперименте левым плечом ДМС, названы левыми, адроны, зарегистрированные правым плечом ДМС, — правыми. Для обозначения типа пары использован индекс $h_L h_R$, т.е. первым всегда помещён индекс левого адрона, вторым — индекс правого адрона.

Следует отметить, что для области $-0,10 < \cos \theta < 0,25$ эффективности регистрации установкой вторичных протонов с кинетическими энергиями от 0,16 < T < 0,6 ГэВ для мишени из Ве до 0,18 < T < 0,6 ГэВ для мишени из Cu, а также для пионов с кинетическими энергиями от 0,20 < T < 0,76 ГэВ для мишени из Ве до 0,22 < T < 0,76 ГэВ для мишени из Cu являлись гладкими функциями и достаточно слабо менялись по величине при изменении значений T и $\cos \theta$. То же верно для протонов с кинетическими энергиями 0,18 < T < 0,7 ГэВ, зарегистрированных в области 0,35 < $\cos \theta$ < 0,65, и пионов с кинетическими энергиями 0,28 < T < 0,76 ГэВ, зарегистрированных в области 0,35 < $\cos \theta$ < 0,70 для ядра Ве и 0,35 < $\cos \theta$ < 0,75 для более тяжёлых ядер. Пары одноименно заряженных адронов регистрировались при углах разлёта Ψ , удовлетворяющих соотношению $\cos \Psi < -0,5$.

Значения корреляционных функций $R_2^{h_L h_R}$ для зарегистрированных в π^- - A -взаимодействиях пар одноименно заряженных вторичных адронов представлены в табл. 6–10, где указаны области определения функций по кинетическим энергиям адронов. Для всех изученных выборок адронных пар углы вылета правых протонов и π^+ -мезонов, а также левых π^- -мезонов удовлетворяли соотношению $-0,15 < \cos \theta < 0,25$. Левые протоны пар отбирались при значениях $\cos \theta$ в области 0,35 < $\cos \theta$ < 0,65. Для увеличения стати-

стики партнёры-пионы π^+p - и $\pi\pi$ -пар отбирались в угловой области $0,35 < \cos\theta < 0,75$. При уменьшении верхней границы угловой области до $\cos\theta = 0,70$ величины корреляционных функций для соответствующих выборок π^+p - и $\pi\pi$ -пар, образованных в π^-Be -взаимодействиях, менялись незначительно. В табл.6–10 приведены статистические ошибки определения значений корреляционных функций. Систематическая ошибка определения $R_2^{h_L h_R}$, обусловленная главным образом процедурой выделения событий образования адронных пар, не превышала 16%. Использование для нормировки корреляционных функций на разных ядрах значений неупругих сечений, измеренных в разных экспериментах и при различных значениях импульса, может приводить к неучтённому здесь систематическому смещению полученных величин $R_2^{h_L h_R}$ для ядер Al и Cu относительно Be. Сравнение величин неупругих сечений π^-C -взаимодействий, измеренных в эксперименте [34] при импульсе 60 ГэВ/с, а в эксперименте [33] при импульсах 40, 50 и 60 ГэВ/с, позволяет надеяться, что использованная процедура нормировки может уменьшить значения корреляционных функций для ядер Al и Cu не более чем на 8%.

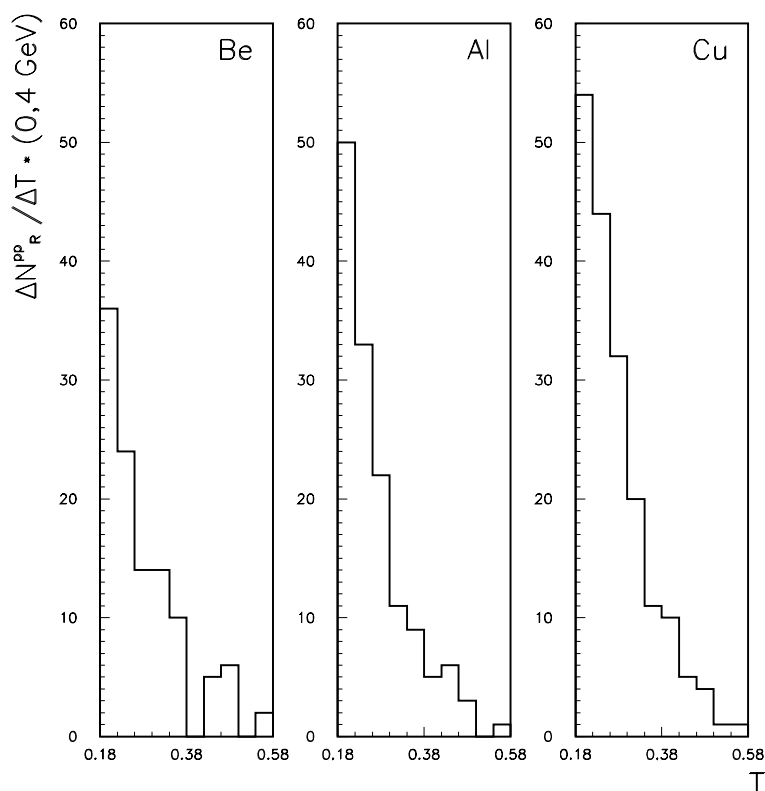


Рис. 9. Спектры зарегистрированных правым плечом ДМС протонов pp -пар, образованных в π^-Be -, Al- и Cu-взаимодействиях при импульсе 43 ГэВ/с. Углы вылета правых протонов удовлетворяли соотношению $-0,15 < \cos\theta < 0,25$, левых протонов — соотношению $0,35 < \cos\theta < 0,65$.

На рис. 9 представлены не поправленные на аксептанс установки спектры зарегистрированных правым плечом ДМС в области $-0,15 < \cos\theta < 0,25$ протонов pp -пар, образованных в π^-A -взаимодействиях. Если протоны, образующиеся при разрушении сильно коррелированных групп внутриядерных нуклонов, вносят заметный вклад в эту выборку,

ку, то согласно [9] универсальность спектров должна нарушаться вследствие перехода из области доминирования парных в область доминирования тройных корреляций при импульсах, близких к $0,8-0,9$ ГэВ/с (соответствующие значения T близки к $0,30-0,36$ ГэВ). Статистика зарегистрированных в эксперименте pp -пар недостаточна для изучения нарушения универсальности спектров правых протонов этих пар при $T > 0,35$ ГэВ, однако можно отметить, что приведенные на рис. 9 распределения не противоречат такому нарушению.

Измеренные значения R_2^{pp} (табл. 6) свидетельствуют о коррелированном рождении pp -пар, образованных в изученной кинематической области π^-A -взаимодействий, причём степень коррелированности несколько возрастает для самого тяжёлого из изученных ядра Cu. Следует отметить полученное в эксперименте указание на возрастание величины R_2^{pp} , особенно значительное для легкого ядра Be, при выделении выборки pp -пар с кинетическими энергиями правых протонов $T_R \geq 0,28$ ГэВ и кинетическими энергиями левых протонов в области $0,16 \leq T_L \leq 0,30$ ГэВ. Отбор событий для последней выборки позволил, с одной стороны, увеличить в ней число событий с правым протоном, образованным в глубоконеупругих взаимодействиях, а с другой стороны, отсеять события, для которых сумма кумулятивных чисел протонов пары n_k^{pp} существенно превышала 2. Наблюдение такого эффекта, надёжно обеспеченное статистически, явилось бы свидетельством в пользу гипотезы парной корреляции [9], так как наличие двух разлетающихся под большими углами нуклонов, для которых справедливо соотношение $n_k^{pp} \leq 2$, можно объяснить как результат взаимодействия с парной корреляцией. В работе [9] указано, что поиск парных корреляций реален только для легких ядер, где мало среднее число взаимодействий налетающего адрона и меньше вероятность перерасеяний и поглощения вторичных нуклонов.

Значения корреляционных функций $R_2^{p\pi^+}$ для $p\pi^+$ -пар (табл. 7) свидетельствуют об их коррелированном рождении в изученной кинематической области. Получено указание на сближение величин корреляционных функций $R_2^{p\pi^+}$ и R_2^{pp} для выборок адронных пар с одинаково определенным левым протоном при увеличении энергии правого пиона (т.е. при переходе к импульсам, более близким к импульсам правых протонов), что является аргументом в пользу общего механизма образования основной части этих пар.

Таблица 6. Значения корреляционных функций для pp -пар, зарегистрированных в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

Ядро мишени	Область T_L (ГэВ)	Область T_R (ГэВ)	Величина R_2^{pp}
Be	0,16–0,64	0,16–0,54	$2,00 \pm 0,19$
	0,16–0,30	0,28–0,54	$3,32 \pm 0,60$
Al	0,16–0,70	0,18–0,60	$2,10 \pm 0,20$
	0,16–0,30	0,28–0,60	$2,62 \pm 0,48$
Cu	0,16–0,70	0,18–0,60	$2,71 \pm 0,24$
	0,16–0,30	0,28–0,60	$3,23 \pm 0,50$

Таблица 7. Значения корреляционных функций для $p\pi^+$ -пар, зарегистрированных в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

Ядро мишени	Область T_L (ГэВ)	Область T_R (ГэВ)	Величина $R_2^{p\pi^+}$
Be	0,16–0,64	0,20–0,76	$1,78 \pm 0,21$
	— " —	0,28–0,76	$1,92 \pm 0,27$
Al	0,16–0,70	0,20–0,76	$1,76 \pm 0,22$
	— " —	0,28–0,76	$1,88 \pm 0,28$
Cu	0,16–0,70	0,22–0,76	$2,43 \pm 0,32$
	— " —	0,28–0,76	$2,58 \pm 0,39$

Таблица 8. Значения корреляционных функций для π^+p -пар, зарегистрированных в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

Ядро мишени	Область T_L (ГэВ)	Область T_R (ГэВ)	Величина $R_2^{\pi^+p}$
Be	0,35–0,70	0,16–0,54	$1,32 \pm 0,23$
	0,40–0,70	— " —	$1,43 \pm 0,29$
Al	0,35–0,70	0,18–0,60	$1,50 \pm 0,23$
	0,40–0,70	— " —	$1,59 \pm 0,28$
Cu	0,35–0,70	0,18–0,60	$1,43 \pm 0,24$
	0,40–0,70	— " —	$1,49 \pm 0,28$

области величины $R_2^{\pi^+\pi^+}$ и $R_2^{\pi^-\pi^-}$ пар одноименно заряженных пионов, образованных на легком ядре Be, близки к 1 и имеют наименьшие значения среди всех измеренных в эксперименте величин $R_2^{h_L h_R}$. При переходе к более тяжёлым ядрам величины корреляционных функций $R_2^{\pi\pi}$ возрастают, что не противоречит представлению о возрастании с ростом A относительного вклада процессов глубоконеупругого образования адронов в сечения их рождения [3,4]. Для сравнения механизмов глубоконеупругого образования протонов и пионов необходимо исследование величин корреляционных функций $R_2^{p\pi^+}$, $R_2^{\pi^+p}$ и $R_2^{\pi\pi}$ при значениях кинетической энергии пионов $T > 0,4$ ГэВ, т.е. при импульсах, близких к импульсам зарегистрированных в соответствующих угловых областях протонов. Верхнюю границу $\cos\theta$ области $-0,15 < \cos\theta < 0,25$ следовало уменьшить хотя бы до значения $\cos\theta=0,15$.

Таблица 9. Значения корреляционных функций для $\pi^+\pi^+$ -пар, зарегистрированных в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

Ядро мишени	Область T_L (ГэВ)	Область T_R (ГэВ)	Величина $R_2^{\pi^+\pi^+}$
Be	0,35–0,70	0,20–0,76	$1,27 \pm 0,26$
	— " —	0,28–0,76	$1,40 \pm 0,34$
Al	0,35–0,70	0,20–0,76	$1,59 \pm 0,30$
	— " —	0,28–0,76	$1,60 \pm 0,36$
Cu	0,35–0,70	0,22–0,76	$1,77 \pm 0,39$
	0,32–0,76	0,28–0,76	$1,98 \pm 0,44$

Измеренные в эксперименте меньшие величины корреляционных функций $R_2^{\pi^+p}$ π^+p -пар (табл. 8) по сравнению с R_2^{pp} для выборок адронных пар с одинаково определенным правым протоном должны соответствовать меньшему вкладу в сечения образования π^+ -мезонов под углами $40^\circ < \theta < 70^\circ$ в изученной импульсной области процессов коррелированного рождения π^+p -пар по сравнению с вкладом процессов коррелированного рождения двух и более протонов в сечения образования протонов под такими же углами.

В табл. 9 и 10 представлены значения корреляционных функций $\pi^+\pi^+$ - и $\pi^-\pi^-$ -пар, соответственно. Измеренные во всей доступной для изучения кинематической

Таблица 10. Значения корреляционных функций для $\pi^-\pi^-$ -пар, зарегистрированных в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

Ядро мишени	Область T_L (ГэВ)	Область T_R (ГэВ)	Величина $R_2^{\pi^-\pi^-}$
Be	0,30–0,70	0,20–0,76	$1,16 \pm 0,16$
	0,30–0,70	0,28–0,76	$1,27 \pm 0,33$
Al	0,30–0,70	0,20–0,76	$1,73 \pm 0,23$
	0,30–0,70	0,28–0,76	$1,77 \pm 0,32$
Cu	0,30–0,70	0,22–0,76	$1,58 \pm 0,27$
	0,30–0,70	0,28–0,76	$1,74 \pm 0,36$

Для исследования механизма глубоконеупругого образования pp -пар наиболее информативным является изучение на основе бóльшей экспериментальной статистики широких корреляций пар протонов в π^- -Ве-взаимодействии. Получение такой статистики представляет интерес и с точки зрения изучения механизма образования pp -пар в дифракционно-подобных событиях π^- -Ве-взаимодействий, где передним магнитным спектрометром установки был зарегистрирован только быстрый π^- -мезон при небольших значениях квадрата передачи импульса этому мезону [12]. Представляет интерес и получение бóльшей статистики зарегистрированных в изучаемой экспозиции эксперимента событий образования dp -пар. Можно также отметить, что среди дифракционно-подобных событий π^- -Ве-взаимодействия были зарегистрированы несколько событий образования dp -пар с импульсами левого дейтрона, бóльшими 0,8 ГэВ/с [13]. Оценивая необходимые ресурсы, следует иметь в виду, что использование в экспозиции только бериллиевой мишени позволило бы увеличить статистику корреляционной выборки в 5 раз при удвоении статистик выборок L и R.

Таблица 11. Значения корреляционных функций для pp -пар, вычисленные при моделировании с помощью генератора адронных ливней FLUKA пакета GEANT процессов их образования в π^- -А-взаимодействии при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

Ядро мишени	Область $\cos \theta_R$	Область T_L (ГэВ)	Область T_R (ГэВ)	Величина R_2^{pp}
Ве	-0,15-0,35	0,16-0,70	0,16-0,60	1,20±0,13
	-0,15-0,25	—”—	—”—	1,48±0,15
	—”—	—”—	—”—	1,12±0,12 *
	-0,15-0,15	—”—	—”—	1,48±0,17
Al	-0,15-0,35	0,16-0,70	0,18-0,60	1,39±0,10
	-0,15-0,25	—”—	—”—	1,35±0,10
	-0,15-0,15	—”—	—”—	1,36±0,13
Cu	-0,15-0,35	0,16-0,70	0,18-0,60	1,58±0,09
	-0,15-0,25	—”—	—”—	1,59±0,10
	—”—	—”—	—”—	1,53±0,09 *
	-0,15-0,15	—”—	—”—	1,63±0,11

В табл. 11-13 приведены оценки величин корреляционных функций для pp -, $p\pi^+$ - и $\pi^+\pi^+$ -пар, соответственно, полученные в результате моделирования с помощью генератора адронных ливней FLUKA [16] пакета GEANT [14] процессов их образования при прохождении π^- -мезонов с импульсами 43 ГэВ/с через используемые в эксперименте ядерные мишени. Для сокращения времени счёта при моделировании в качестве событий образования адронной пары отбирались такие события, среди вторичных частиц которых были найдены два попавших в z – аксептанс ДМС адрона с кинетическими энергиями и углами вылета относительно направления падающего π^- -мезона в изучаемой экспериментально области и разностью y – координат точек их образования в мишени, меньшей 10 мм, 6 мм и 4 мм для Ве, Al и Cu в соответствии с используемыми процедурами

восстановления треков заряженных частиц и выделения событий образования адронных пар в π^-A -взаимодействиях [11,13]. В табл. 11 кроме оценок величин R_2^{pp} для изучаемой экспериментально угловой области $-0,15 < \cos \theta < 0,25$ регистрации правых протонов pp -пар приведены также рассчитанные значения R_2^{pp} для областей, включающих меньшие ($-0,15 < \cos \theta < 0,35$) и большие ($-0,15 < \cos \theta < 0,15$) углы вылета правых протонов этих пар.

Таблица 12. Значения корреляционных функций для $p\pi^+$ -пар, вычисленные при моделировании с помощью генератора адронных ливней FLUKA пакета GEANT процессов их образования в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

Ядро мишени	Область T_L (ГэВ)	Область T_R (ГэВ)	Величина $R_2^{\pi^+p}$
Be	0,16–0,70	0,20–0,76	1,41±0,12
Al	—” —	—” —	1,36±0,11
Cu	—” —	0,22–0,76	1,54±0,12

Таблица 13. Значения корреляционных функций для $\pi^+\pi^+$ -пар, вычисленные при моделировании с помощью генератора адронных ливней FLUKA пакета GEANT процессов их образования в π^-A -взаимодействиях при $p_{bm}=43$ ГэВ/с

Ядро мишени	Область T_L (ГэВ)	Область T_R (ГэВ)	Величина $R_2^{\pi^+\pi^+}$
Be	0,35–0,70	0,20–0,76	0,83±0,09
Al	—” —	—” —	1,05±0,09
Cu	—” —	0,22–0,76	1,20±0,11

Полученные в результате модельных расчётов значения корреляционных функций меньше экспериментально измеренных. Наиболее сильно превышают модельные оценки измеренные в эксперименте значения величин корреляционных функций образованных в π^-Cu -взаимодействиях pp - и $p\pi^+$ -пар (табл. 6 и 7, соответственно). Следует отметить, что приведенные в табл. 11 для нескольких значений верхней границы угловой области регистрации правых протонов pp -пар оценки величин R_2^{pp} в π^-Be -взаимодействиях возрастают приблизительно на 25% при изменении верхней границы $\cos \theta_R$ области регистрации правого протона от значения $\cos \theta_R=0,35$ до $\cos \theta_R=0,15$, оставаясь значимо меньшими экспериментально измеренных величин. Причём в процессе моделирования pp -пары на бериллиевой мишени в кинематической области, соответствующей изучаемой экспериментально, образуются главным образом при взаимодействиях вторичных частиц. В то же время на медной мишени значения корреляционных функций R_2^{pp} , полученные при моделировании процессов образования pp -пар с выключенным механизмом сильных взаимодействий для вторичных частиц, не отличаются в пределах ошибок от их значений, рассчитанных с учётом этих взаимодействий. Значения R_2^{pp} , полученные при подавлении механизма сильных взаимодействий для вторичных частиц, отмечены в табл. 11 звездочкой. Вычисление в процессе моделирования π^-A -взаимодействий значений корреляционных функций пар вторичных адронов с учётом всех физических эффектов, возникающих при прохождении этих адронов через детекторы двухплечевого магнитного спектрометра, а также изучение зависимости величин корреляционных функций от размеров мишени требуют слишком большого счётного времени на доступных автору ЭВМ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены измеренные в π^- -Ве-, Al-, Cu-взаимодействиях при импульсе налетающего π^- -мезона $p_{bm}=43$ ГэВ/с инклюзивные инвариантные сечения образованных под углами $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 60^\circ$ вторичных протонов и образованных под углами $\theta = 90^\circ$ пионов обоих знаков заряда. Исследованы форма инклюзивных спектров вторичных адронов, А-зависимость их сечений, а также величины корреляционных функций пар одноимённо заряженных вторичных адронов при больших углах разлёта этих адронов. Изученная кинематическая область соответствовала значениям кинетической энергии $T \approx 0,16-0,70$ ГэВ для вторичных протонов и значениям $T \approx 0,20-0,76$ ГэВ для вторичных пионов. Углы разлёта Ψ адронов пар удовлетворяли соотношению $\cos\Psi < -0,5$.

В результате анализа экспериментальной информации показано, что для образованных на средних и тяжёлых ядрах вторичных пионов с малыми кинетическими энергиями особенности поведения их инклюзивных спектров и А-зависимости инклюзивных сечений определяются особенностями внутриядерной структуры при взаимодействии вторичных частиц с этими ядрами.

Исследование широких корреляций пар одноимённо заряженных вторичных адронов показало коррелированное рождение pp - и $p\pi^+$ -пар при сближающихся с ростом кинетической энергии пионов значениях корреляционных функций R_2^{pp} и $R_2^{p\pi^+}$, что является аргументом в пользу общего механизма образования основной части этих пар. Получено указание на значительное возрастание в π^- -Ве-взаимодействиях величины R_2^{pp} для выборки pp -пар, где усилен вклад событий, для которых сумма кумулятивных чисел протонов пары n_k^{pp} удовлетворяла соотношению $n_k^{pp} \leq 2$. Наблюдение такого эффекта, надёжно обеспеченное статистически, явилось бы свидетельством в пользу гипотезы парной корреляции [9]. Измеренные во всей доступной для изучения кинематической области величины корреляционных функций пар одноименно заряженных пионов, близкие к 1 для π^- -Ве-взаимодействий, возрастали при переходе к более тяжёлым ядрам, что не противоречит представлению о возрастании с ростом А относительного вклада процессов глубоконеупругого образования адронов в сечения их рождения. Для сравнения механизмов глубоконеупругого образования протонов и пионов необходимо изучение на основе бóльшей экспериментальной статистики широких корреляций пар протонов и пионов при значениях кинетической энергии пионов $T > 0,4$ ГэВ. Для исследования механизма глубоконеупругого образования pp -пар наиболее информативным является исследование π^- -Ве-взаимодействий.

Автор выражает глубокую благодарность Ю.М. Антипову, О.В. Ерошину, И.В. Мандриченко и всем членам Сотрудничества СИГМА-АЯКС за предоставление магнитных лент с упакованной экспериментальной информацией, доступа к библиотекам программ обработки на VAX и за консультации по конструкции отдельных детекторов установки.

Автор выражает глубокую признательность А.А. Иванилову за обсуждение работы, советы и критические замечания, а также благодарит В.Ф. Образцова и В.А. Уварова за ознакомление с работой.

Список литературы

- [1] Антипов Ю.М. и др. — Препринт ИФВЭ 90-141, Протвино, 1990.
- [2] Лексин Г.А. V Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. — Дубна, 1978. Д1-2-12036, с.274.
- [3] Баюков Ю.Д. и др. — Препринт ИТЭФ-85, Москва, 1982.
- [4] Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. — Препринт ИТЭФ-124, Москва, 1983.
- [5] Ставинский В.С. VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. — Дубна, 1981. Д1,2-81-728, с.205.
- [6] Баюков Ю.Д. и др.// ЯФ, 1989, т.50, вып.9, с.719.
- [7] Баюков Ю.Д. и др.// ЯФ, 1990, т.52, вып.2(8), с.480.
- [8] Власов А.В. и др.// ЯФ, 1992, т.55, вып.9, с.2468.
- [9] Стрикман М.И. и Франкфурт Л.Л.// ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.3, с.571.
- [10] Балдин А.М.// Краткие сообщения по физике, 1971, т.1, с.35.
- [11] Карташева В.Г. — Препринт ИФВЭ 95-122, Протвино, 1995.
- [12] Карташева В.Г. — Препринт ИФВЭ 97-47, Протвино, 1997; // ЯФ, 1999, т.62, вып.4, с.1.
- [13] Карташева В.Г. — Препринт ИФВЭ 96-45, Протвино, 1996.
- [14] GEANT-Detector Description and Simulation Tool — CERNLIB. CERN Program Library Long Writeup W5013, Geneva, CERN, 1994.
- [15] Карташева В.Г. — Препринт ИФВЭ 98-10, Протвино, 1998; // ЯФ, 1999, т.62, вып.8, с.1.
- [16] Fasso A. et al. “FLUKA 92”. In: Proc. of the Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environment, Santa Fe, 11-15 January 1993.
- [17] MINUIT-Function Minimization and Error Analysis — CERNLIB. CERN Program Library Long Writeup D506, Geneva, CERN, 1992.
- [18] Баюков Ю.Д. и др. — Препринт ИТЭФ-5, Москва, 1985.
- [19] Fesefeldt H.C. Simulation of hadronic showers, physics and applications. RWTH Aachen Physikzentrum, Aachen, Germany, 1985.
- [20] Буклей А.Е. и др. — Препринт ИТЭФ-1, Москва, 1982.
- [21] Буклей А.Е. и др. — Препринт ИТЭФ-108, Москва, 1982.
- [22] Jones G. — Preprint TRI-PP-81-62, Vancouver, 1981.

- [23] Асатурян В.М. и др.// ЯФ, 1983, т.38, с.684.
- [24] Гулкян Г.Р. и др. — Препринт ЕФИ 962(12)-87, Ереван, 1987.
- [25] Барашенков В.С. и Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. — М., Атомиздат, 1972.
- [26] Джибути Р.И. Динамические корреляции нуклонов в атомном ядре. — Тбилиси, Мецниереба, 1981.
- [27] Abdinov O.V. et al — Preprint JINR E1-84-421, Dubna, 1984.
- [28] Аммосов В.В. и др.// ЯФ, 1986, т.43, вып.5, с.1186.
- [29] Антипов Ю.М. и др.// ЯФ, 1990, т.53, вып.2, с.439.
- [30] Баюков Ю.Д. и др. — Препринт ИТЭФ-30, Москва, 1979.
- [31] Балдин А.М. и Ставинский В.С. V Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. — Дубна, 1978. Д1-2-12036, с.261.
- [32] Абрамов В.В. и др. VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. — Дубна, 1981. Д1,2-81-728, с.194.
- [33] Аллаби Дж. и др.// ЯФ, 1970, т.12, с.538.
- [34] Carrol et al.// Phys. Lett., 80B, 1979, p.319.

Рукопись поступила 27 августа 1999 г.

В.Г. Карташева

Изучение инклюзивных спектров и широких парных корреляций вторичных протонов и пионов с малыми кинетическими энергиями в $\pi^- A$ -взаимодействиях при 43 ГэВ.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Л.Ф. Васильева.

Технический редактор Н.В. Орлова.

Подписано к печати 31.08.99г. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 2,87. Уч.-изд.л. 2,3. Тираж 130. Заказ 174. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

