

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5162 / 82

25/10-82
P1-82-536

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
МНОГОНУКЛОННЫХ СС-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

Н.Ахабабян, Ц.Баатар, А.М.Балдин, Е.Бартке, Е.Богданович,
А.П.Гаспарян, В.Г.Гришин, И.А.Ивановская, Т.Канарек,
Е.Н.Кладницкая, М.Ковальски, Э.Кондор, Д.К.Копылова,
В.Б.Любимов, В.Ф.Никитина, Л.Симич, М.И.Соловьев, А.П.Чеплаков.
Объединенный институт ядерных исследований, лаборатория высоких энергий.

Г.Н.Агакишиев, Р.Р.Мехтиев, М.К.Сулейманов.
Институт физики АН АзССР, Баку.

Е.Балеа, О.Балеа, В.Болдеа, Т.Понта, С.Хакман.
ЦИФ, Бухарест.

Е.Биалковска.
ИЭФ и Университет, Варшава.

Н.С.Григалашвили.
ИФВЭ ТГУ, Тбилиси.

Л.А.Диденко, Р.А.Кватадзе, В.М.Попова, А.Н.Соломин, Г.П.Тонеева,
Л.М.Щеглова.
НИИЯФ МГУ, Москва.

ВВЕДЕНИЕ

Ускорение ядер на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ^{/1/} позволило начать исследования характеристик существенно многонуклонных столкновений при первичных энергиях, когда открыты каналы рождения вторичных частиц. Столкновение многих нуклонов создает в ядерном объеме значительное число источников рождения частиц. Представляет интерес изучение процесса кумулятивного образования частиц^{/2/} при таких начальных условиях.

В данной работе представлены экспериментальные результаты по многонуклонному столкновению ядер углерода. Неупругие ядро-ядерные взаимодействия исследуются также в Беркли^{/3/} при кинетических энергиях ядер до 2 ГэВ/нуклон. Начаты аналогичные исследования на встречных пучках ЦЕРНа^{/4/}.

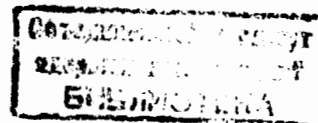
МЕТОДИКА

Экспериментальный материал был получен путем обработки 50 000 стереоснимков с 2-метровой пропановой камеры, экспонированной в пучке ядер углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с/нуклон. К многонуклонным столкновениям ядер углерода были отнесены события, удовлетворяющие следующим критериям отбора:

- а/ в событии нет спектаторных фрагментов от налетающего ядра углерода с зарядом $Z \geq 2$;
- б/ число однозарядных спектаторных фрагментов ядра-снаряда $n_s \leq 2$;
- в/ суммарный заряд вторичных частиц $Q > 7$.

Спектаторными /стриппинговыми/ фрагментами считались положительные частицы с импульсом $P_s \geq 3$ ГэВ/с и углом вылета по отношению к направлению пучка $\theta < 4^\circ /5/$. Применение этих критериев соответствовало отбору событий, в которых не менее четырех протонов налетающего ядра провзаимодействовали с ядром - мишенью $\nu_p \geq 4/$. На числа провзаимодействовавших нейтронов ядра-снаряда и нуклонов ядра-мишени ограничений не накладывалось. Указанные критерии исключали примесь событий от взаимодействия налетающих ядер углерода с ядрами водорода.

Среднее число взаимодействующих нуклонов в отобранных событиях оценивается равным $\langle \nu_N \rangle \sim 15$ с шириной распределения $\sigma \sim 2$. Нами ранее было показано, что средняя множественность π^- -мезонов $\langle n_{\pi^-} \rangle$ в нуклон-углеродных взаимодействиях близка к величине $\langle n_{\pi^-} \rangle$ в нуклон-нуклонных столкновениях и равна $\sim 0,4$. В наших



СС-столкновениях $\langle n_{\pi^-} \rangle \sim 3$, что приводит к оценке $\langle \nu_N \rangle \sim 15$. С другой стороны, среднее число протонов, находящихся вне областей фрагментации сталкивающихся ядер, равно $\langle n_p \rangle \sim 8$ с шириной распределения $\sigma \sim 2$. Оно примерно равняется числу взаимодействующих протонов, а следовательно, и нейтронов: $\langle n_p \rangle \approx \langle \nu_p \rangle \approx \langle \nu_n \rangle$. Отсюда также следует оценка среднего числа взаимодействующих нуклонов: $\langle \nu_N \rangle \sim 15$.

Было проанализировано $\sim 12\ 000$ событий взаимодействия углерода с пропаном (C_3H_8) и найдено 876 случаев, удовлетворяющих этим критериям.

Среди отобранных событий оказалось $\sim 10\%$ случаев с суммарным зарядом вторичных частиц $Q > 12$. Это явление можно объяснить двумя методическими причинами.

Малознергетичные π^- -мезоны с импульсами $p_{\pi} \leq 70$ МэВ/с имеют пробег в пропане $l \leq 3$ см. Треки этих π^- -мезонов из-за малой длины, большой плотности ионизации и многократного рассеяния практически не имеют видимой "магнитной" кривизны. Поэтому такие π^- -мезоны идентифицировались как протоны. Оценка числа π^- -мезонов с $p_{\pi} \leq 70$ МэВ/с проводилась на экспериментальном материале по np -взаимодействиям/6/ при импульсе $P_n = 3,83$ ГэВ/с, зарегистрированным в 1-метровой водородной камере ЛВЭ. Независимая оценка числа таких π^- -мезонов была сделана также на нашем материале. Из-за приблизительной симметрии взаимодействия в отобранных событиях число медленных π^- -мезонов, находящихся в области фрагментации ядра-мишени, должно равняться числу π^- -мезонов в области фрагментации ядра-снаряда. В обоих подходах оценка доли медленных π^- -мезонов составила $\sim 2\%$. Кроме этого, часть π^- -мезонов $/\sim 1,5\%/$ терялась из-за большого угла погружения. Средняя множественность π^- -мезонов в исследуемых взаимодействиях близка к трем, и поэтому 3,5%-ная потеря π^- -мезонов приводит к увеличению суммарного заряда для $\sim 10\%$ событий.

Другая причина этого явления связана с взаимодействием вторичных частиц в пропане на малом расстоянии от первичного столкновения. При этом происходит наложение первичной и вторичных звезд, которое визуальное воспринимается как одно событие. Для такого псевдособытия суммарный заряд может быть больше двенадцати. Средняя множественность заряженных частиц в многонуклонных СС-столкновениях достаточно велика: ~ 16 . Средняя множественность нейтронов, оцененная по протонам, составляет ~ 10 . Средний свободный пробег до визуально наблюдаемого взаимодействия π^- -мезонов, протонов и нейтронов в пропане заключен в интервале $/150-180/$ см. Среднее расстояние в пространстве между первичной и вторичной звездами, когда их нельзя различить, оценивается нами в $\sim 0,5$ см. Несмотря на малую вероятность взаимодействия вторичной частицы вблизи первичной звезды $/\sim 3 \cdot 10^{-8}/$, из-за большой множественности вторичных частиц около 8% событий могут иметь увеличенный суммарный заряд. Отдельно, путем специального просмотра, проводилась оценка числа случаев

наложения звезд первичной и вторичной, вызванной взаимодействием спектаторного фрагмента налетающего ядра углерода. Такие события могут удовлетворять критериям отбора многонуклонных СС-столкновений. Оказалось, что таких случаев в нашем материале $\sim 2\%$.

Таким образом, среди отобранных нами взаимодействий около 20% могут иметь завышенный суммарный заряд при незначительных искажениях характеристик вторичных частиц. Часть из этих событий проявляется на эксперименте как случаи с $Q > 12$. Анализ показал, что эта методическая погрешность не оказывает заметного влияния на инклюзивные характеристики изучаемых СС-взаимодействий.

Другая методическая трудность связана с идентификацией положительных частиц. Отрицательные частицы нами считались π^- -мезонами, а положительные частицы - протонами и π^+ -мезонами. Оценки показали, что примесь заряженных странных частиц не превышает 1%.

В областях фрагментации сталкивающихся ядер углерода могут образовываться составные спектаторные частицы: d , t , He и т.д. Однако в области фрагментации ядра-мишени большинство спектаторных фрагментов d, t, He и т.д. имеют энергию, недостаточную для образования заметного следа в пропане $/l \sim 3$ мм/, и поэтому практически не регистрировались в нашем эксперименте. В области фрагментации налетающего ядра углерода по условиям отбора многонуклонных СС-взаимодействий могли наблюдаться только однозарядные спектаторные фрагменты.

На рис. 1 представлен импульсный спектр положительных частиц, вылетающих под углом $\theta \leq 4^\circ$ по отношению к направлению пучка. Заштрихованная гистограмма соответствует частицам с $\theta \leq 2^\circ$. Здесь отчетливо виден максимум при 4,2 ГэВ/с, обусловленный спектаторными протонами. Заметны также подъемы вблизи 8,4 и 12,6 ГэВ/с, соответствующие стриппинговым дейтронам и ядрам трития. Экспериментальное разрешение по импульсам для этих частиц было равно $\sim 10\%$. Видно, что составные спектаторные фрагменты заключены в малом угловом интервале. Относительный вклад спектаторных ядер дейтерия и трития в полное число спектаторных фрагментов $\sim 35\%$, а в полное число барионов $\sim 5\%$.

Следует также отметить, что нами было наблюено около 70 положительных частиц $/\sim 1\%$ от

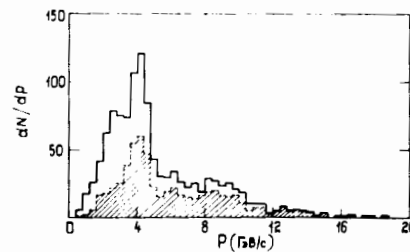


Рис.1. Импульсный спектр положительных частиц, вылетающих под углом $\theta \leq 4^\circ$ по отношению к пучку. Заштрихованная гистограмма соответствует частицам, вылетающим под углом $\theta \leq 2^\circ$ по отношению к пучку.

заряженных барионов/ с импульсами $P_+ \geq 1$ ГэВ/с и средним углом вылета $\langle \theta \rangle \sim 35^\circ$, которые имели ионизационные потери заметно большие, чем протоны с импульсом $P_+ \geq 1$ ГэВ/с. Такие частицы были нами отнесены к составным фрагментам без разделения их на ядра дейтерия, трития или гелия.

В дальнейшем все заряженные барионы мы будем называть протонами.

На рис.2 приведены импульсные распределения π^- -мезонов и идентифицированных π^+ -мезонов. В области импульсов $P_+ \leq 500$ МэВ/с, где π^+ -мезоны и протоны уверенно разделяются по пробегу и плотности ионизации следов, распределения близки по форме и числу π^+ - и π^- -мезонов. При импульсе $P_+ > 500$ МэВ/с следы в основном уходят из камеры, а плотности ионизации для π^+ -мезонов и протонов становятся близкими.

Кроме этого, при импульсах $P_+ > 500$ МэВ/с число протонов значительно превышает число π^+ -мезонов. Совокупность этих двух факторов затрудняет идентификацию положительных частиц с импульсами $P_+ > 500$ МэВ/с. Поэтому для выделения из положительных частиц протонов и более тяжелых барионов использовалась следующая процедура. Для положительных частиц с $P_+ = (500 \div 2000)$ МэВ/с вводились зависящие от импульса и угла веса, которые учитывали вклад π^+ -мезонов. При этом предполагалось, что число π^+ и π^- -мезонов, а также их импульсные и угловые спектры совпадают. Вклад π^+ -мезонов в полное число положительных частиц с $P_+ = 500 \div 2000$ МэВ/с, оцененный по π^- -мезонам, составляет 13,5%, а вклад положительных мезонов с импульсом $P_+ > 2000$ МэВ/с практически отсутствует. Величины вводимых весов во всех импульсных и угловых интервалах имели незначительные отклонения от среднего веса.

Были введены также поправки на потерю заряженных частиц, вылетающих под большими углами к плоскости фотографирования. Для π^- -мезонов поправка составила 1,5%, а для положительных частиц - 1,7%.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

1. Множественность частиц

На рис.3 показаны распределения многоуклонных СС-взаимодействий по множественности различных частиц: а/ всех заряженных; б/ всех положительных; в/ протонов и π^- -мезонов.

Распределения по множественности протонов получены путем суммирования в каждом событии весов, введенных для положительных частиц с целью учета методических погрешностей.

Величины средних значений $\langle n \rangle$ и дисперсий $D^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$ этих распределений представлены в табл.1. В последней колонке приведены значения и дисперсия распределения по множественности суммы протонов и π^- -мезонов. Видно, что все распределения заметно уже пуассоновских.

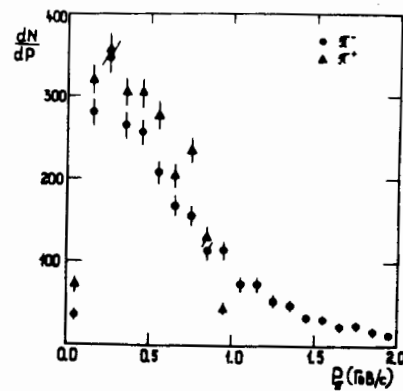


Рис.2. Импульсные распределения π^- -мезонов и идентифицированных π^+ -мезонов.

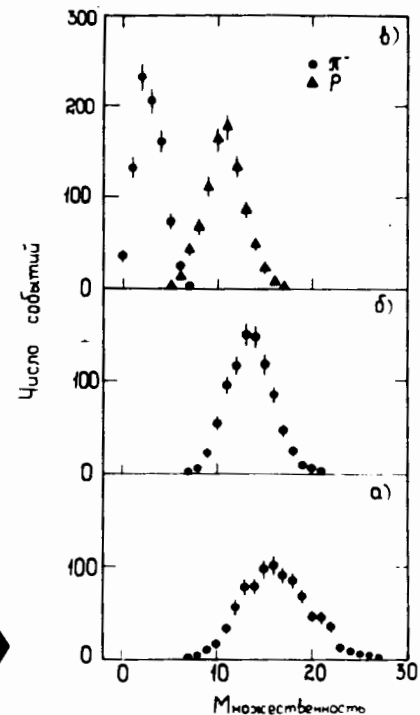


Рис.3. Распределения по множественности частиц: а/ всех заряженных, б/ всех положительных, в/ протонов и π^- -мезонов.

Таблица 1

Средние значения и дисперсии распределений по множественности частиц

Тип частиц	ch	+	p	π^-	p + π^-
$\langle n \rangle$	16,50 \pm 0,12	13,67 \pm 0,08	10,68 \pm 0,07	2,92 \pm 0,05	13,55 \pm 0,11
D^2	12,86 \pm 0,61	5,23 \pm 0,25	4,40 \pm 0,21	2,40 \pm 0,12	10,09 \pm 0,48
$\langle n \rangle / D^2$	1,28 \pm 0,05	2,61 \pm 0,11	2,43 \pm 0,16	1,22 \pm 0,07	1,34 \pm 0,07

Из табл.1 также видно, что отношение дисперсии к среднему значению несколько уменьшается при переходе от множественности протонов к множественности положительных частиц, состоящих из π^+ -мезонов и протонов. Существенное расширение распределения происходит для множественности заряженных частиц, состоящих из

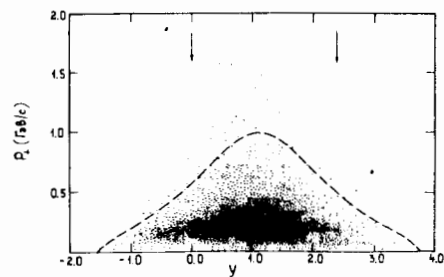


Рис. 5. Распределение π^- -мезонов по быстройте.

Рис. 4. Распределение π^- -мезонов по быстройте и поперечному импульсу.

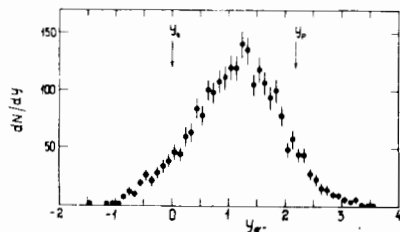


Рис. 7. Распределение π^- -мезонов по квадрату поперечного импульса.

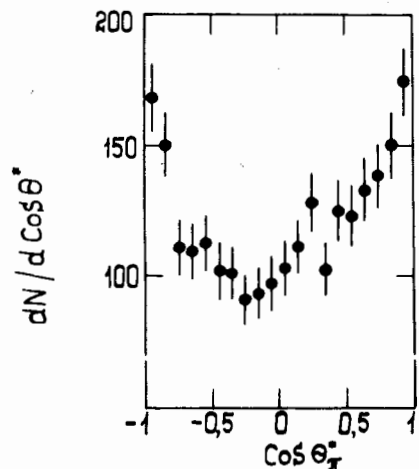
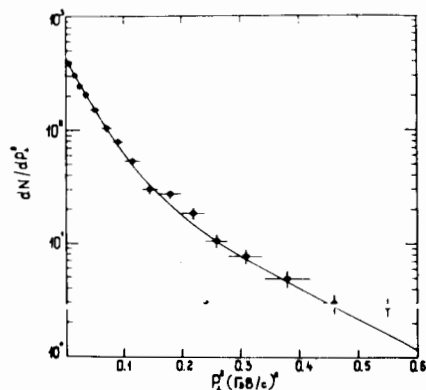


Рис. 6. Распределение π^- -мезонов по косинусу угла вылета в с.ц.м.

ществленное влияние могут оказывать законы сохранения заряда, барионного числа, изотопической инвариантности и т.д.

2. π^- -мезоны

На рис. 4 представлено двумерное распределение π^- -мезонов по поперечному импульсу P_{\perp} и быстройте $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+P_{\parallel}}{E-P_{\parallel}}$. Штриховая линия соответствует кинематическому пределу для NN-столкновения при 4,2 ГэВ/с. Стрелками указаны значения быстрот для ядра-мишени и ядра-снаряда. Сгущение точек наблюдается в области быстрот, близких к быстройте системы центра масс /с.ц.м./ $y = 1,1$ для NN-взаимодействия, и малых поперечных импульсов. В области быстройте ядра-мишени видна некоторая потеря π^- -мезонов, которая оценена нами в $\sim 2\%$. Наблюдаются π^- -мезоны за кинематическим пределом для NN-взаимодействий - в основном в центральной области быстрот. На рис. 5 представлено распределение по быстройтам π^- -мезонов. Видна небольшая асимметрия распределения, которая, по-видимому, связана с критериями отбора многонуклонных CC-столкновений. По условиям отбора от налетающего ядра взаимодействует в среднем больше нуклонов, чем от ядра-мишени. Некоторая асимметрия видна также и в распределении π^- -мезонов по косинусу угла вылета в с.ц.м., которое приведено на рис. 6.

На рис. 7 показано распределение π^- -мезонов по квадрату поперечного импульса. Поперечными линиями указана величина экспериментального разрешения по P_{\perp}^2 . Экспериментальные точки аппроксимировались зависимостью вида

$$\frac{dN}{dP_{\perp}^2} = A e^{-ap_{\perp}^2} + B e^{-bp_{\perp}^2} \quad (1)$$

Результат аппроксимации представлен в виде сплошной линии, $\chi^2/N \sim 1,18$. Параметры наклона равны: $a = /23,1 \pm 1,8/ \text{ ГэВ/с}^{-2}$, $b = /6,2 \pm 0,9/ \text{ ГэВ/с}^{-2}$. Величины параметров наклона для CC-столкновений оказались близкими к параметрам для NN-столкновений /6/ при близком начальном импульсе. Однако относительный вклад второй экспоненты, по сравнению с нуклон-нуклонными данными, увеличился с 23% до 33%. Было показано /7/, что для NN-столкновений увеличение наклона при малых поперечных импульсах обусловлено обильным рождением изобар.

3. Протоны

На рис. 8 представлено двумерное распределение протонов по поперечному импульсу и быстройте. Штриховая линия соответствует кинематическому пределу для NN-столкновения. Сплошными линиями со стрелками указаны ожидаемые области фрагментации для ядра-снаряда и ядра-мишени. В области фрагментации ядра-мишени отчетливо видна потеря протонов с $P_p \leq 50 \text{ МэВ/с}$, которые имеют пробег в пропане меньше 2 мм. Видно также сгущение точек, соот-

положительных частиц и π^- -мезонов. Распределение по множественности для суммы протонов и π^- -мезонов имеет при той же средней множественности, что и для положительных частиц, существенно большую дисперсию. Такие изменения качественно объясняются влиянием ограничений, связанных с законом сохранения заряда. Ясно, что чем больше протонов в событии, тем меньше в нем π^- -мезонов и больше π^+ -мезонов. Другими словами, между протонами и π^+ -мезонами существует отрицательная корреляция, а между протонами и π^- -мезонами - положительная. В случае отрицательной корреляции распределения будут сужаться, а в случае положительной - расширяться. Таким образом, при анализе распределений по множественностям различных частиц с целью поиска динамических корреляций надо иметь в виду, что на форму распределений су-

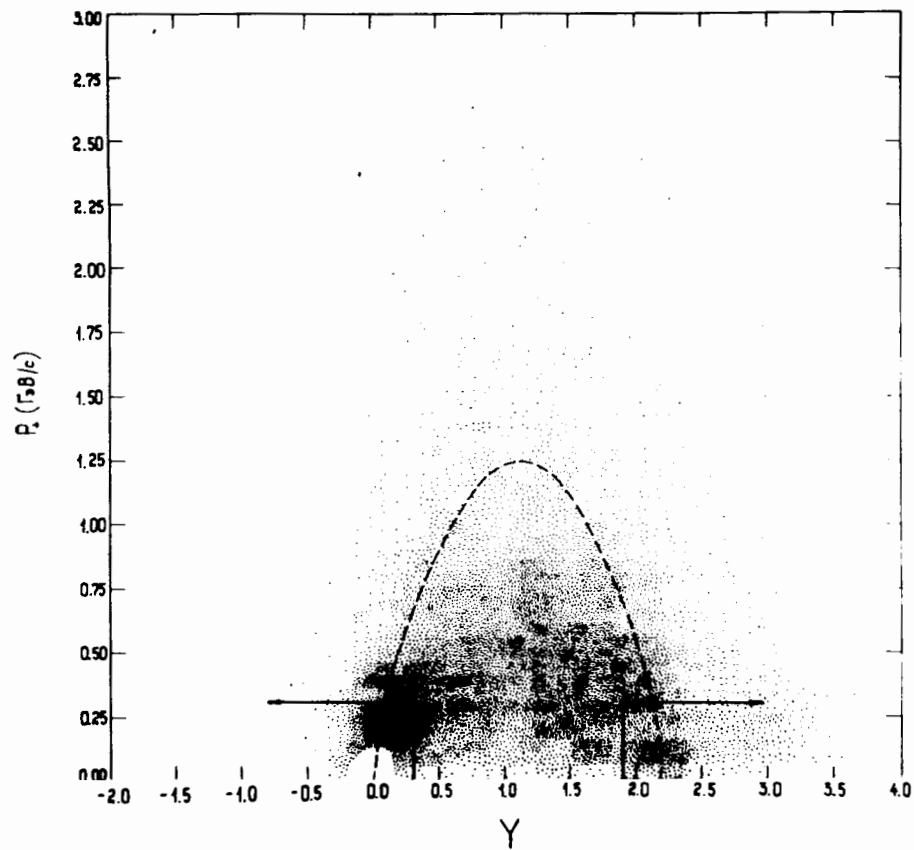


Рис.8. Распределение протонов по скорости и поперечному импульсу.

ветствующих спекторным протонам ядра-мишени. В области фрагментации налетающего ядра повышение плотности точек незначительно, что обусловлено критериями отбора многонуклонных СС-столкновений. Импульсы спекторных дейтронов и ядер трития значительно больше импульсов стриппинговых протонов. Поэтому их скорости, вычисленные в предположении, что эти частицы являются протонами, имеют значения, находящиеся существенно правей скорости ядра-снаряда. Однако видно, что даже без учета областей фрагментации сталкивающихся ядер распределение точек несколько асимметрично относительно скорости с.ц.м. Это обусловлено, как и для π^- -мезонов, в основном критериями отбора, увеличивающими число взаимодействующих нуклонов от налетающего ядра по сравнению с ядром-мишенью. Отчасти это может быть связано и с тем, что все останавливающиеся в объеме камеры частицы, кроме π^+ -мезонов, считались протонами. Небольшую долю их могли

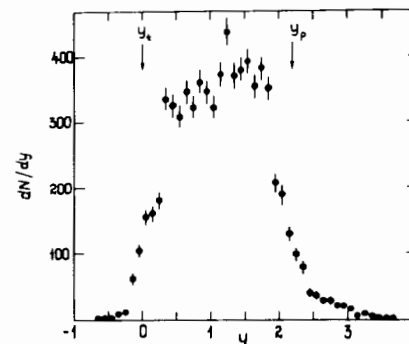


Рис.9. Распределение протонов по скорости.

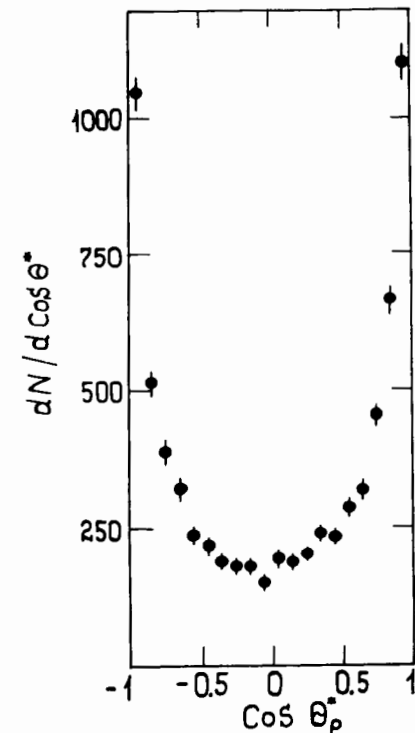


Рис.10. Распределение протонов по косинусу угла вылета в с.ц.м.

составить ядра дейтерия с импульсами $P_d > 250$ МэВ/с или ядра трития с импульсами $P_t > 350$ МэВ/с. Для них импульс, определенный в предположении, что они являются протонами, получается заниженным. Различие экспериментальных ошибок в определении величин p_t и y в различных областях двумерного распределения не приводит к наблюдаемой в нем асимметрии.

Вызывает интерес тот факт, что значительное число протонов находится за кинематическим пределом для NN-взаимодействия.

На рис.9 приведено распределение по скоростям протонов. В распределение не вошли протоны из областей фрагментации, указанных на рис.8. Среднее число протонов в одном взаимодействии, находящихся вне областей фрагментации сталкивающихся ядер, равно $8,37 \pm 0,08$. Видно, что распределение имеет плато в центральной области скоростей. На рис.10 представлено распределение протонов по косинусу угла вылета в системе центра масс. Здесь также исключены протоны из областей фрагментации ядер. Отчетливо проявляется периферический характер взаимодействий протонов. Распределение приблизительно симметрично.

На рис.11 приведено распределение протонов по квадрату поперечного импульса.

В области малых поперечных импульсов, $p_{\perp} < 0,1$ /ГэВ/с/, где существенно влияние методических потерь и критериев отбора многонуклонных СС-столкновений, экспериментальные точки показаны в виде открытых треугольников. Стрелкой указан кинематический предел для NN-взаимодействия. Экспериментальные точки аппроксимировались зависимостью вида

$$\frac{dN}{dP_{\perp}^2} = A e^{-ap_{\perp}^2} + B e^{-bp_{\perp}^2} + C e^{-cp_{\perp}^2} \quad /2/$$

Величины параметров наклона экспонент оказались равными:

$$a = /8,7 \pm 1,3/ \text{ ГэВ/с}^{-2}, \quad b = /2,4 \pm 0,2/ \text{ ГэВ/с}^{-2}, \quad /3/$$

$$c = /0,2 \pm 0,8/ \text{ ГэВ/с}^{-2}.$$

Результат аппроксимации показан линией, $\chi^2/N = 0,81$. В области больших P_{\perp}^2 линия показана штрихами ввиду большой неопределенности в величине параметра наклона третьей экспоненты. Однако без учета третьей экспоненты величина χ^2/N возрастает. Анализ показал, что небольшое увеличение экспериментальных ошибок в определении P_{\perp}^2 в области больших поперечных импульсов не могло привести к появлению третьей экспоненты в распределении, а лишь могло уменьшить величину параметра наклона второй экспоненты приблизительно на 5%.

Рис. 11, на наш взгляд, наглядно иллюстрирует основные процессы, в которых образуются протоны. Максимальный наклон /открытые треугольники/ соответствуют фрагментационным процессам с некоторой примесью периферических NN-взаимодействий. Величина второго наклона, ~ 9 /ГэВ/с⁻², связана с вкладом упругого NN-рассеяния. Третий наклон, $\sim 2,4$ /ГэВ/с⁻², можно интерпретировать как проявление неупругих NN-взаимодействий. Возможные причины уменьшения наклона при значениях P_{\perp}^2 , превышающих кинематический предел для NN-взаимодействий, рассматриваются ниже.

На рис. 12 представлено распределение по P_{\perp}^2 для протонов, находящихся за кинематическим пределом для NN-взаимодействий /за штриховой линией на рис. 8/. Открытыми кружками показаны точки, для которых существен вклад процессов фрагментации ядер. В области $P_{\perp}^2 > 1,50$ /ГэВ/с² распределения, приведенные на рис. 11 и рис. 12, совпадают. Экспериментальные точки аппроксимировались суммой двух экспонент:

$$\frac{dN}{dP_{\perp}^2} = A e^{-ap_{\perp}^2} + B e^{-bp_{\perp}^2} \quad /4/$$

Результат аппроксимации показан сплошной линией, $\chi^2/N = 1,07$.

Величины параметров наклона оказались равными

$$a = /11,8 \pm 2,0/ \text{ ГэВ/с}^{-2}, \quad b = /1,2 \pm 0,1/ \text{ ГэВ/с}^{-2}.$$

На рис. 12 отчетливо виден излом в распределении вблизи $P_{\perp}^2 \sim 0,5$ ГэВ/с². Возможно, что в области $P_{\perp}^2 \sim 1 + 2/$ ГэВ/с² в распределении проявляется некоторая структура.

Обращает на себя внимание малая величина наклона второй экспоненты, ~ 1 ГэВ/с⁻². Если частицы с $P_{\perp}^2 \geq 0,5$ ГэВ/с² в основном протоны, то такая величина наклона соответствует процессу образования протонов в жестких столкновениях, но, как уже отмечалось выше, стандартная методика пузырьковых камер не позволяет провести разделение однозарядных барионов на протоны и дейтроны при $P_{\perp} > 1,5$ ГэВ/с. Поэтому возможно, что малая величина наклона связана с вкладом дейтронов в область больших поперечных импульсов.

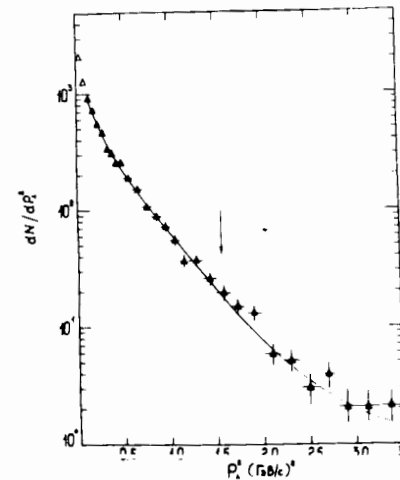


Рис. 11. Распределение протонов

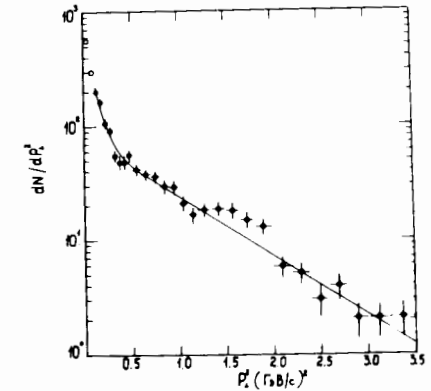


Рис. 12. Распределение протонов, попадающих за кинематический предел NN-взаимодействия по квадрату поперечного импульса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный экспериментальный материал по многонуклонным СС-взаимодействиям дает достаточно полное представление об инклюзивном образовании π^- -мезонов и протонов.

В многонуклонных столкновениях ядер углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон наблюдаются π^- -мезоны и протоны с характеристиками, выходящими далеко за кинематический предел для NN-столкновений. В распределениях по квадрату поперечного импульса частиц, кроме вклада известных процессов, проявляется вклад кумулятивных взаимодействий.

Для вторичных заряженных барионов наблюдается новая экспоненциальная зависимость от P_{\perp}^2 с величиной параметра наклона, равной ~ 1 ГэВ/с⁻².

В дальнейшем планируется увеличение статистики событий, экспериментальное определение вклада дейтронов при больших поперечных импульсах по величине сечения и топологии вторичного взаимодействия частиц, изучение корреляционных явлений, сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теоретических моделей.

Авторы выражают глубокую благодарность участникам сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за ряд полезных обсуждений, лаборантам за помощь в обработке экспериментального материала, обслуживающему персоналу камеры за получение снимков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. ПТЭ, 1971, 3, с. 29; ОИЯИ, P9-5442, Дубна, 1970.
2. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971. Краткие сообщения по физике, 1971, 1, с. 35; Progress in Particle and Nuclear Physics, 1980, 4, p. 95; Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 949.
3. Gosset J. Proc. 9th Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Versailles, France, 1981, p. 447; Fraenkel Z., ibid., p. 475.
4. Faessler M.A. Proc. 9th Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Versailles, France 1981, p. 461.
5. Баатар Ц. и др. ОИЯИ, P1-80-209, Дубна, 1980.
6. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, P1-81-437, Дубна, 1981.
7. Yen E., Berger E.L. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p. 695; Kopylov G.I. Nucl.Phys., 1973, B52, p. 126; Crässler H. et al. Nucl.Phys., 1978, B132, p. 1.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июля 1982 года.

Агакишиев Г.Н. и др. P1-82-536
Инклюзивные характеристики многонуклонных СС-взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон

Представлены экспериментальные данные по многонуклонному взаимодействию ядер углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с/нуклон. Материал получен методикой 2-метровой пропановой камеры. Зарегистрированы π^- -мезоны и протоны с характеристиками, выходящими далеко за кинематический предел для нуклон-нуклонных взаимодействий. Для вторичных заряженных барионов получена экспоненциальная зависимость дифференциального сечения от квадрата поперечного импульса с параметром наклона, равным $\sim 1 \text{ ГэВ/с}^{-2}$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Agakishiev G.N. et al. P1-82-536
Inclusive Characteristics of Multinucleon CC Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon

Experimental data on multinucleon C+C interactions at 4.2 GeV/c per nucleon are presented. The data comes from the 2-m propane bubble chamber. π^- -mesons and protons are measured far outside the kinematically allowed region for N+N collisions. Secondary baryon yields are found to be exponentially dependent on the transverse momentum squared with the slope parameter value equal to $\sim 1 \text{ (GeV/c)}^{-2}$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.

В дальнейшем планируется увеличение статистики событий, экспериментальное определение вклада дейтронов при больших поперечных импульсах по величине сечения и топологии вторичного взаимодействия частиц, изучение корреляционных явлений, сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теоретических моделей.

Авторы выражают глубокую благодарность участникам сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за ряд полезных обсуждений, лаборантам за помощь в обработке экспериментального материала, обслуживающему персоналу камеры за получение снимков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. ПТЭ, 1971, 3, с. 29; ОИЯИ, P9-5442, Дубна, 1970.
2. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971. Краткие сообщения по физике, 1971, 1, с. 35; Progress in Particle and Nuclear Physics, 1980, 4, p. 95; Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 949.
3. Gosset J. Proc. 9th Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Versailles, France, 1981, p. 447; Fraenkel Z., *ibid.*, p. 475.
4. Faessler M.A. Proc. 9th Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Versailles, France 1981, p. 461.
5. Баатар Ц. и др. ОИЯИ, P1-80-209, Дубна, 1980.
6. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, P1-81-437, Дубна, 1981.
7. Yen E., Berger E.L. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p. 695; Kopylov G.I. Nucl.Phys., 1973, B52, p. 126; Crässler H. et al. Nucl.Phys., 1978, B132, p. 1.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июля 1982 года.

Агакишиев Г.Н. и др. P1-82-536
Инклюзивные характеристики многонуклонных СС-взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон

Представлены экспериментальные данные по многонуклонному взаимодействию ядер углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с/нуклон. Материал получен методикой 2-метровой пропановой камеры. Зарегистрированы π^- -мезоны и протоны с характеристиками, выходящими далеко за кинематический предел для нуклон-нуклонных взаимодействий. Для вторичных заряженных барионов получена экспоненциальная зависимость дифференциального сечения от квадрата поперечного импульса с параметром наклона, равным ~ 1 ГэВ/с⁻².

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Agakishiev G.N. et al. P1-82-536
Inclusive Characteristics of Multinucleon CC Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon

Experimental data on multinucleon C+C interactions at 4.2 GeV/c per nucleon are presented. The data comes from the 2-m propane bubble chamber. π^- -mesons and protons are measured far outside the kinematically allowed region for N+N collisions. Secondary baryon yields are found to be exponentially dependent on the transverse momentum squared with the slope parameter value equal to ~ 1 (GeV/c)⁻².

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.