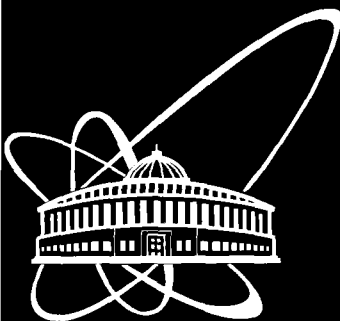




XJ0300073



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-2002-219

А. С. Галоян, Е. Н. Кладницкая, О. В. Рогачевский,
Р. Тогоо*, В. В. Ужинский

ХАРАКТЕРИСТИКИ pC -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с В ЗАВИСИМОСТИ
ОТ СТЕПЕНИ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СОУДАРЕНИЯ
ПРОТОНА С ЯДРОМ УГЛЕРОДА.
КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Институт физики и техники, Улан-Батор, Монголия

2002

Введение

Исследованию взаимодействий протонов с ядром углерода (pC -взаимодействий) при импульсе 4,2 ГэВ/с в условиях 4π -геометрии посвящен цикл работ [1-9]. В нашей предыдущей работе [9] представлен подробный анализ множественностей вторичных заряженных частиц при различных значениях прицельного параметра соударений протонов с ядром углерода. Настоящая работа является продолжением этого исследования. В ней будут даны кинематические характеристики вторичных частиц – импульсные, угловые и быстроевые распределения π^+ -, π^- -мезонов и протонов для шести групп pC -взаимодействий от периферических до центральных. Как и в [9], экспериментальные результаты сравниваются с предсказаниями каскадно-испарительной модели [10] и двух вариантов модифицированной модели FRITIOF. Отдельно рассматривается тормозная способность ядра углерода для протонов с импульсом 4,2 ГэВ/с. Изучение указанных характеристик важно для выяснения пространственно-временной картины pC -взаимодействий при изменении параметра соударения, в частности, для выяснения роли перерассеяний частиц в ядре углерода, а также для понимания механизма адрон-ядерных взаимодействий.

Как известно, спектр быстрых лидирующих протонов в pA -взаимодействиях достаточно успешно описывается в рамках глауберовского подхода – в рамках картины последовательных столкновений налетающей частицы с нуклонами ядра [11, 12]. В центральной области быстрой и в области фрагментации ядра-мишени, где при умеренных энергиях велик вклад нуклонов ядра-мишени, можно ожидать нарушения этой картины. Поэтому представляет интерес исследование характеристик лидирующих и нелидирующих адронов.

Считается, что модель внутриядерного каскада [13] хорошо описывает выходы частиц в адрон-ядерных взаимодействиях при умеренных энергиях. В нашей работе [9] показано, что модель воспроизводит распределения по множественностям рожденных частиц в pC -взаимодействиях. В то же время модель значительно завышает множественность π^- -мезонов в многонуклонных соударениях. Можно ожидать, что в импульсных распределениях π^- -мезонов, особенно в многократных соударениях, наиболее ярко проявятся недостатки каскадной модели.

В глауберовском подходе, как и в каскадной модели, предполага-

ется, что адрон-ядерные и ядро-ядерные соударения можно представить в виде совокупности взаимодействий элементарных частиц. В известной модели FRITIOF [14, 15] это не так.

Модель FRITIOF предполагает двухчастичную кинематику неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий $a + b \rightarrow a' + b'$, где a' и b' возбужденные состояния исходных нуклонов. Возбужденные состояния характеризуются массой. Масса налетающей частицы в результате последовательных соударений в ядре возрастает, что приводит к увеличению множественности рожденных частиц при ее распаде. В существующем варианте модели FRITIOF считается, что возбужденные нуклоны ядра-мишени покидают ядро без дополнительных соударений и распадаются вне ядра. Для имитации процессов каскадирования в ядре в модернизированной модели FRITIOF используется модель реджеонного каскада [16]. Более полное описание модели можно найти в [17, 18].

В предыдущей нашей работе [9] мы исследовали возможность описания множественностей рожденных частиц в p -взаимодействиях при $P_p = 4,2$ ГэВ/с в рамках модели FRITIOF и модели внутриядерного каскада. Было показано, что использованная нами каскадно-испарительная модель [10] завышает множественность π^- -мезонов в многонуклонных взаимодействиях. Модель FRITIOF занижает множественность рожденных пионов. Поскольку в эксперименте было замечено, что множественность π^+ -мезонов пропорциональна множественности протонов-участников, возникла идея учесть в модели FRITIOF переходы типа $p \rightarrow n + \pi^+$, $n \rightarrow p + \pi^-$, обусловленные существованием или возникновением в ходе реджеонного каскада виртуальных Δ^+ - и Δ^0 -изобар в ядрах. При этом было достигнуто удовлетворительное описание зависимости множественностей рожденных частиц от центральности соударений протонов с ядром углерода.

Представленные в настоящей работе кинематические характеристики частиц в событиях, отличающихся разной степенью центральности соударений, позволяют выявить те области фазового пространства, в описании которых модели испытывают наибольшие трудности. Прежде всего, анализ периферических взаимодействий дает возможность проверить правильность моделирования элементарных взаимодействий. В многонуклонных взаимодействиях можно ожидать проявления коллективных эффектов. Если они существуют, например в центральных соударениях возникает файербол, содержащий все сталкивающиеся

еся нуклоны, то кинематические характеристики частиц должны слабо зависеть от степени центральности. Так ли это, будет показано ниже.

В первой части дано краткое описание особенностей использованных нами экспериментальных данных. Во второй – представлены кинематические характеристики π^+ - и π^- -мезонов, а в третьей – характеристики протонов-участников.

В четвертой части определяется тормозная способность ядра углерода. В физике прохождения быстрых частиц через вещество под тормозной способностью понимается средняя потеря кинетической энергии частицы при прохождении единицы пути. При этом предполагается, что эти потери малы и направление движения частицы мало отличается от прямолинейного. В физике ядерных соударений потери энергии велики и налетающую, сохранившуюся частицу трудно отличить от частиц, выбитых из мишени. Поэтому в физике высоких энергий чаще говорят об изменении скоростей взаимодействующих нуклонов [19, 20]. Систематика тормозной способности ядер, определенной таким образом, дана в работе [21]. Для определения, близкого к классическому, как правило, используют модельные расчеты. Мы используем модель FRITIOF, учитывающую Δ -изобары. В предыдущей работе [9] нами было показано, что в области импульсов $p > 1.4$ ГэВ/с доминируют сохранившиеся протоны, а нуклоны, выбитые из ядрамишени, имеют импульсы меньше 1.4 ГэВ/с. В четвертой части мы отдельно рассматриваем характеристики лидирующих ($p > 1.4$ ГэВ/с) и нелидирующих ($p \leq 1.4$ ГэВ/с) протонов. Там же приводятся данные о распределении энергии между различными типами вторичных частиц.

Рассмотрение завершается заключением, в котором перечислены основные результаты.

1 Экспериментальный материал

Экспериментальный материал получен на основе обработки стереофотографий с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле с напряженностью 1.5 Тл и облученной в пучке протонов с импульсом 4.2 ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ.

Методические вопросы, связанные с выделением событий неупругих p C-взаимодействий из полного ансамбля взаимодействий протонов

с пропаном (C_3H_8), введением поправок на число вторичных частиц и их импульсные и угловые характеристики, а также введением “весов” на положительно заряженные частицы с импульсом выше 0.5 ГэВ/с, рассмотрены в работах [1, 2, 22]. В анализируемом ансамбле pC -взаимодействий среди вторичных частиц выделялись π^+ - и π^- -мезоны, протоны-участники с импульсом p выше 0.3 ГэВ/с и испарительные протоны с импульсом $0.15 < p \leq 0.3$ ГэВ/с.¹⁾

За меру степени центральности pC -взаимодействия была принята величина Q , которая определялась как $Q = n_+ - n_- - n_p^{исп}$, где n_+ и n_- - число положительно и отрицательно заряженных частиц в событии, соответственно, а $n_p^{исп}$ - число испарительных протонов. Величина Q коррелирует с величиной параметра соударения адрона с ядром [23]. Степень центральности соударения возрастает по мере увеличения Q .

Число анализируемых pC -событий и средние множественности вторичных частиц для всех pC -взаимодействий и для шести групп событий с различной степенью центральности представлены в табл. 1. Результаты анализа распределений вторичных частиц по множественностям и их зависимость от величины Q даны в [9]. В табл. 1 приведены также значения средних множественностей вторичных частиц, полученные по модифицированной модели FRITIOF с учетом 20% примеси Δ^+ - и Δ^0 -изобар среди нуклонов ядра углерода. Результаты сравнения экспериментальных данных по множественностям вторичных частиц с расчетами по модифицированной модели FRITIOF обсуждались в [9]. В настоящей работе рассматриваются кинематические характеристики вторичных частиц в шести группах событий, отличающихся значениями Q .

2 Кинематические характеристики π^+ - и π^- -мезонов

В табл. 2 представлены средние значения полных ($\langle p_\pi \rangle$) и поперечных ($\langle p_\pi^\perp \rangle$) импульсов π^\pm -мезонов, а также средние значения углов вылета как в экспериментальных событиях, так и в полученных по модели FRITIOF с учетом Δ -изобар. Эти же данные приведены на рис. 1 вместе с расчетами по каскадно-испарительной модели и по модели FRITIOF, учитывающей Δ -изобары. Как и ожидалось, средние

¹⁾Протоны с $p < 150$ МэВ/с в пропановой пузырьковой камере не регистрируются из-за малой длины пробега ($l < 2$ мм).

импульсы частиц уменьшаются с увеличением центральности соударений. Средние импульсы π^+ -мезонов превышают средние импульсы π^- -мезонов как в группах с $Q = 2 - 4$, так и в случае всего ансамбля pC -взаимодействий (см. табл. 2). В событиях с $Q = 1$, которые представляют собой, в основном, pn -взаимодействия, средние импульсы π^+ - и π^- -мезонов совпадают.

Средний поперечный импульс π^- -мезонов в пределах ошибок от Q не зависит. Средний p_t π^+ -мезонов возрастает при переходе от событий с $Q = 1$ к событиям с $Q = 2$, а далее сохраняется на одном уровне до событий с $Q = 5$. В группе наиболее центральных ($Q \geq 6$) событий наблюдается $\sim 10\%$ увеличение $\langle p_t^{\pi^+} \rangle$ по сравнению с импульсом при меньших Q .

Средние значения углов вылета пионов, представленные в табл. 2, возрастают с увеличением Q , характеризуя процесс образования пионов - с уменьшением параметра соударения увеличивается вероятность перерассеяния пионов, что приводит к уменьшению среднего импульса пионов и увеличению среднего угла их вылета, что, в конечном итоге, приводит к слабой зависимости среднего p_t от степени центральности pC -взаимодействия.

На рис. 2 - 7 представлены распределения по кинематическим переменным π^\pm -мезонов. Как видно, распределения π^+ - и π^- -мезонов по полному импульсу смягчаются при переходе от периферических ($Q \leq 2$) взаимодействий к центральным ($Q \geq 4$) и, как следствие, уменьшаются средние импульсы пионов (см. табл. 2 и рис. 1). Спектры π^+ -мезонов в среднем несколько жестче спектров π^- -мезонов. Спектры π^+ - и π^- -мезонов в наиболее центральных ($Q \geq 6$) взаимодействиях при совпадающих значениях средних импульсов различаются по форме (рис. 2е, 3е).

Распределения по поперечным импульсам пионов, в отличие от распределений по полному импульсу, слабее зависят от Q (см. табл. 2 и рис. 4, 5). Подавляющее большинство пионов имеют поперечный импульс до $0.5 \text{ ГэВ}/c$, тем не менее жесткие соударения, приводящие к образованию пионов с большими p_t , имеют место при взаимодействии протона с ядром углерода (рис. 4, 5).

Распределения π^+ - и π^- -мезонов по быстротам для групп с различной степенью центральности pC -соударения приведены на рис. 6, 7. Видно, как по мере увеличения Q максимум распределений пионов смещается в область фрагментации ядра углерода. На рис. 1 показано

изменение средних значений быстрот π^+ - и π^- -мезонов при переходе от периферических взаимодействий к центральным. Значения средних быстрот π^+ - и π^- -мезонов меняются от значений быстрот, соответствующих протон-нуклонному взаимодействию при $4,2 \text{ ГэВ}/c$ ($\langle y \rangle_{pN} = 1.1$), к меньшим значениям, характеризующим pN -взаимодействия при более низких энергиях. Средние значения быстрот для π^+ -мезонов несколько превышают средние значения быстрот π^- -мезонов, что естественно в случае налетающих протонов. Обратим внимание на то, что распределение π^- -мезонов в событиях с $Q = 1$ имеет два максимума при $y \sim 0.5$ и $y \sim 1.5$ (см. рис. 6а). Во всех других распределениях двухпиковая структура не наблюдается.

Теоретические модели качественно воспроизводят зависимость среднего импульса пионов от Q . Ближе всего к экспериментальным значениям приближаются предсказания модели FRITIOF, не учитывающей Δ -изобары (см. рис. 1). Однако данный вариант модели значительно недооценивает множественность рожденных пионов [9]. Каскадно-испарительная модель переоценивает множественности мезонов [9]. Модель FRITIOF, учитывающая Δ -изобары, хорошо описывает множественность π^- -мезонов (см. табл. 1). Все модели недооценивают средние поперечные импульсы пионов. Дифференциальные распределения по p и p_t позволяют сделать более конкретные заключения о недостатках моделей.

Предсказания теоретических моделей и экспериментальные данные наиболее сильно отличаются при малых и больших импульсах пионов (см. рис. 2, 3). Согласно рис. 2 и 3, каскадно-испарительная модель переоценивает выход мягких пионов ($p < 300 \text{ МэВ}/c$). Модель FRITIOF без учета Δ -изобар значительно недооценивает выход мягких пионов, что и объясняет большие значения средних импульсов в этой модели. В модели FRITIOF, учитывающей Δ -изобары, значения средних импульсов π^- -мезонов меньше экспериментальных, что связано с малым выходом энергичных пионов. Сложнее ситуация со спектрами π^+ -мезонов. В событиях с $Q = 3 - 4$ форма расчетных спектров сильно отличается от экспериментальных распределений – модель недооценивает выход быстрых пионов (см. рис. 3в, 3г). События этой группы представляют существенно многочастичные взаимодействия. Изучение таких взаимодействий может дать толчок дальнейшему развитию модели.

Анализ дифференциальных распределений по p_t и модельных предсказаний приводит к результатам, аналогичным приведенным выше.

Каскадно-испарительная модель переоценивает выход пионов с малыми поперечными импульсами ($p_t < 200$ МэВ/с) (см. рис. 4, 5). Все модели недооценивают вероятность рождения пионов с большими поперечными импульсами. Все модели плохо описывают спектры π^+ -мезонов в многочастичных взаимодействиях (см. рис. 5в, 5г).

Наиболее сильные отличия теоретических предсказаний от экспериментальных данных наблюдаются для распределений π^\pm -мезонов по быстротам. Каскадно-испарительная модель, как видно из рис. 6, 7, предполагает избыточное рождение пионов в области фрагментации ядра-мишени. Модель FRITIOF без учета Δ -изобар приводит к чрезмерно жестким спектрам. Кроме того она сильно недооценивает множественность рожденных пионов в многонуклонных взаимодействиях (см. рис. 6в, 6г, 7в, 7г). Модель FRITIOF с учетом Δ -изобар дает промежуточные, наиболее приемлемые результаты, но и в ней остаются проблемы с описанием многонуклонных соударений.

3 Кинематические характеристики протонов-участников

Как показано ранее [9], все модели дают предсказания о множественностях протонов-участников в рассматриваемых группах взаимодействий, согласующиеся с экспериментальными данными. Поэтому большое значение приобретает анализ распределений протонов по кинематическим переменным. Средние кинематические характеристики протонов-участников представлены в табл. 3, 4. На рис. 9 – 11 приведены дифференциальные распределения. Рис. 8 дополняет табл. 3, 4 и дает обобщенное представление о предсказаниях моделей.

Согласно экспериментальным данным, по мере перехода от периферических взаимодействий к центральным импульсный спектр протонов-участников существенно смягчается (см. рис. 8, 9²). Средний импульс протонов уменьшается более чем в два раза (см. табл. 3 и рис. 9) при изменении Q от 1 до 6. Эти изменения в значительной степени связаны с увеличением доли мишенных протонов, импульс которых в среднем меньше 1 ГэВ/с, среди полного числа протонов-участников. Если в событиях с $Q = 1$ средние множественности ли-

²Присутствие протонов с $p > 4$ ГэВ/с в импульсных распределениях связано с погрешностями в определении импульса энергичных частиц. Максимально допустимая ошибка в определении импульса частицы составляла 30%.

дирующих протонов ($p > 1.4$ ГэВ/с) и протонов-фрагментов ядра-мишени ($p \leq 1.4$ ГэВ/с) сравнимы между собой, то с увеличением Q это соотношение резко меняется. Рис. 9 наглядно иллюстрирует обогащение спектра протонов-участников мишенными протонами с ростом Q .

Среди мишенных протонов мы выделяли две группы протонов: одна включала протоны с импульсами от 0.3 до 0.75 ГэВ/с, другая – протоны с импульсами от 0.75 до 1.4 ГэВ/с. Большая часть мишенных протонов содержится в первой группе. Для протонов этой группы характерна слабая зависимость среднего импульса от Q (см. табл. 4 и рис. 8б). Этот факт, видимо, связан с малой вероятностью неупругих взаимодействий в ядре протонов из этой группы. Средний импульс более быстрых мишенных протонов ($p > 0.75$ ГэВ/с) уменьшается с ростом Q . Такой вывод вытекает из сравнения Q -зависимости средних импульсов всех мишенных протонов ($0.3 < p < 1.4$ ГэВ/с) и протонов с импульсами в интервале 0.3–0.75 ГэВ/с (см. табл. 3, 4). Этот результат свидетельствует о том, что быстрые мишенные протоны участвуют в неупругих взаимодействиях в ядре.

Средний поперечный импульс протонов-участников не зависит от Q начиная с $Q = 2$ (см. табл. 3 и рис. 8г). Это обусловлено жесткой корреляцией между уменьшением с ростом Q среднего импульса протонов-участников и увеличением среднего угла вылета этих протонов (см. табл. 3). Эта особенность характерна для мишенных протонов (см. табл. 4), составляющих большинство среди протонов-участников. Лидирующие протоны ($p > 1.4$ ГэВ/с) показывают совершенно иную зависимость среднего поперечного импульса от Q : их p_t в центральных взаимодействиях в 1.5–2 раза выше, чем в периферических (см. табл. 4). Этот эффект практически не влияет на $\langle p_t \rangle$ всех протонов-участников из-за малой доли лидирующих протонов среди них. Центральные взаимодействия отмечены относительно небольшим ($\sim 25\%$) уменьшением импульса лидирующих протонов по сравнению с периферическими взаимодействиями, но значительным (2–2.5 раза) увеличением среднего угла вылета (см. табл. 4).

Распределения протонов-участников по поперечному импульсу в событиях с разным Q показаны на рис. 10. Можно видеть хорошее согласие экспериментальных и расчетных распределений по двум вариантам модифицированной модели FRITIOF и каскадно-испарительной модели до $p_t \leq 1.4$ ГэВ/с.

Средние значения быстрот протонов-участников по мере перехода от периферических взаимодействий к центральным так же, как и пионов, смещаются от величины $y = 1.1$, соответствующей pN -взаимодействиям, к меньшим значениям (см. рис. 8). Быстротные распределения протонов-участников для событий с разной степенью центральности pC -взаимодействий представлены на рис. 11. Для событий с $Q = 1$ распределение протонов-участников по быстротам имеет двухпиковую структуру. Широкий пик при $y \sim 1.7$ определяется лидирующими протонами и аналогичен существующему в pn -взаимодействиях. Пик при $y \sim 0.5$, по-видимому, связан с пиком в распределениях π^- -мезонов (см. рис. 6а) и обусловлен процессами типа $n \rightarrow p + \pi^-$. По мере увеличения Q быстротные распределения смещаются в область фрагментации ядра-мишени.

Все модели достаточно хорошо описывают импульсные спектры протонов при $Q \geq 3$. Сильные отличия расчетов от экспериментальных данных наблюдаются для событий с $Q = 1$ и 2 (см. рис. 9). В спектре протонов при $Q = 1$, предсказываемом каскадно-испарительной моделью, имеется пик при $p \sim 4$ ГэВ/с, связанный с упругими перерассеяниями налетающих протонов на нуклонах ядра, и минимум при $p \sim 3$ ГэВ/с, обусловленный неудовлетворительным моделированием NN -взаимодействий. В модели FRITIOF, не учитывающей Δ -изобары и упругие перерассеяния, пик отсутствует. Однако модель предсказывает завышенный выход протонов с импульсами ~ 2 ГэВ/с и недооценивает выход мягких протонов. Предсказания модели FRITIOF с учетом Δ -изобар близки к экспериментальным данным, за исключением области $p \sim 4$ ГэВ/с. Таким образом, существующие методы учета упругих перерассеяний в ядре нельзя признать удовлетворительными.

Согласие импульсных спектров, рассчитанных по модели FRITIOF, и экспериментальных данных улучшается при $Q \geq 2$. Каскадно-испарительная модель по-прежнему предсказывает пик при $p \sim 4$ ГэВ/с при $Q = 2$ и провалы при $p \sim 3$ ГэВ/с при $Q \geq 2$.

Модели хорошо описывают распределения протонов по поперечному импульсу за исключением области больших p_t ($p_t > 1.5$ ГэВ/с). В периферических взаимодействиях ($Q \leq 3$) можно отметить также недооценку выхода протонов с малыми p_t ($p_t < 0.4$ ГэВ/с) (см. рис. 10).

Наиболее ярко недостатки моделей проявляются при описании распределений протонов по быстротам (см. рис. 11). В событиях с $Q = 1$ в отличие от экспериментальных данных в области первого макси-

мум при $y \sim 1.7$ каскадно-испарительная модель имеет минимум. Поскольку события этой группы обогащены pn -взаимодействиями, минимум однозначно связан с неудовлетворительным воспроизведением спектров протонов в NN -соударениях в модели. Пик в расчетах при $y \sim 2$ обусловлен упругими перерассеяниями. Модель FRITIOF без учета Δ -изобар предсказывает завышенный выход протонов в центральной области. Предсказания модели FRITIOF, учитывающей Δ -изобары, более близки к экспериментальным данным. Все модели не описывают пик при $y \sim 0.5$.

Для событий с $Q = 2$ модели дают аналогичные предсказания. Однако при описании пика при $y \sim 0.4$ каскадно-испарительная модель и модель FRITIOF с Δ -изобарами имеют несколько лучшую ситуацию. Таким образом, существуют проблемы теоретического описания периферических взаимодействий.

Модифицированная модель FRITIOF с Δ -изобарами и каскадно-испарительная модель качественно воспроизводят быструю распределения протонов-участников для событий с $Q \geq 3$. Здесь основные трудности возникают при $y \sim 0$.

4 Тормозная способность ядра углерода

Представляет интерес определить тормозную способность такого легкого ядра как углерод для протонов с импульсом 4,2 ГэВ/с и ее зависимость от степени центральности pC -взаимодействия. Тормозная способность ядра-мишени характеризуется энергией, потерянной налетающей частицей при ее взаимодействии с мишенью. Следовательно, для определения тормозной способности ядра-мишени нужно из всех вторичных частиц выделить сохраняющуюся после взаимодействия первичную частицу и измерить ее энергию. Реально это не всегда возможно.

В работе [3] лидирующим протоном считалась положительно заряженная частица с максимальным импульсом в событии. В экспериментах с электронной методикой удавалось идентифицировать большую часть лидирующих протонов [19, 20]. Мы использовали другой подход для выделения лидирующих протонов. По модели FRITIOF, учитывающей Δ -изобары, были получены спектры лидирующих протонов и протонов-фрагментов ядра углерода. По ним была выбрана оптимальная граница между двумя спектрами – 1.4 ГэВ/с (см. [9]). При этом

средняя множественность лидирующих протонов с $p \leq 1.4$ ГэВ/с оказалась равной 0.1, а множественность протонов из мишени ($\langle n_p^{\text{миш}} \rangle$) с $p > 1.4$ ГэВ/с равна 0.09. Далее все протоны с импульсом выше 1.4 ГэВ/с считались лидирующими, а протоны с $p < 1.4$ ГэВ/с – мишенными (см. табл. 1 и рис. 2 в [9]).

С точки зрения модифицированной модели FRITIOF с Δ -изобарами выбранная граница для отбора лидирующих протонов лучше подходит для лидирующих протонов из периферических ($Q \leq 2$) взаимодействий, то есть для большинства p C-взаимодействий. В этих событиях $\langle n_p^{\text{лид}} \rangle$ с $p < 1.4$ ГэВ/с меньше 10%.

В центральных взаимодействиях первичный протон теряет значительную часть своей энергии (см. табл. 4), и доля лидирующих протонов с $p < 1.4$ ГэВ/с возрастает до 40%. Доля таких событий, как следует из табл. 1, не превышает 8%.

Что касается доли мишенных протонов с $p > 1.4$ ГэВ/с, то она максимальна в событиях с $Q = 1$ и быстро уменьшается до 1% в событиях с $Q \geq 5$. Этот результат отражает смягчение спектра быстрых мишенных протонов по мере возрастания Q , о чем говорилось выше (см. табл. 4). Согласно модифицированной модели FRITIOF, учитывающей Δ -изобары, примесь мишенных протонов среди протонов с $p \geq 1.4$ ГэВ/с колеблется в зависимости от величины Q от 15% до 8%, а примесь лидирующих протонов среди протонов с импульсами в интервале 0.3–1.4 ГэВ/с составляет 7–8%.

Сравнение экспериментальных средних множественностей лидирующих и мишенных протонов с расчетными по модифицированной модели FRITIOF с Δ -изобарами показывает (см. табл. 1), что для большинства групп различие не превышает 10%. Средние импульсные и угловые характеристики протонов-лидеров и протонов-фрагментов представлены в табл. 4. Можно видеть, что первичный протон теряет при взаимодействии с ядром углерода значительную часть своего импульса. В центральных соударениях эта часть в среднем равна половине первоначального импульса.

Отличительной чертой протонов-лидеров из экспериментальных событий служит резкое увеличение их среднего поперечного импульса по мере перехода от периферических взаимодействий к центральным в отличие от предсказаний моделей (см. табл. 4). Экспериментальная величина $\Delta y = y_0 - y_{\text{лид}}$ ($y_0 = 2.22$) изменяется от 0.59 в событиях с $Q = 1$ до 1.10 в событиях с $Q \geq 6$.

Средний импульс мишенных протонов уменьшается с ростом Q , но в меньшей степени и в основном за счет протонов с $p > 0.75$ ГэВ/с, поскольку средний импульс протонов с $0.3 \leq p < 0.75$ ГэВ/с практически не зависит от Q (см. табл. 3). Средний поперечный импульс мишенных протонов от Q не зависит для всех событий с $Q > 1$ и сохраняется на уровне ~ 400 МэВ/с. Мишенные протоны характеризуются большими углами вылета. Модель FRITIOF удовлетворительно (отклонение не более 10%) воспроизводит характеристики протонов с $0.3 \leq p < 1.4$ ГэВ/с в группах с $Q > 1$.

Зная энергию, уносимую лидирующими протонами с $p > 1.4$ ГэВ/с, можно определить кинетическую энергию $\Delta T = T_0 - \langle n_p^{\text{лид}} \rangle < T_p^{\text{лид}} \rangle$, которую затрачивает налетающий протон при взаимодействии с ядром углерода. При импульсе 4,2 ГэВ/с кинетическая энергия протона до взаимодействия $T_0 = 3,36$ ГэВ. В табл. 5 приведены значения ΔT для всех групп pC -событий, полученные в эксперименте и по модели FRITIOF с Δ -изобарами. Можно видеть, что протон теряет при взаимодействии с ядром углерода существенную долю своей энергии даже в периферических взаимодействиях. При переходе же от событий с $Q = 1, 2$ к событиям с $Q = 5, 6$ эта доля возрастает от 60% до 80%. Аналогичный результат дают расчеты по модели FRITIOF (см. табл. 4). Следовательно, даже такое легкое ядро как ядро углерода обладает высокой тормозной способностью для протонов с импульсом 4,2 ГэВ/с.

Условия нашего эксперимента позволяют получить распределение этой энергии среди вторичных частиц – определить суммарные энергии π^+ - и π^- -мезонов, протонов-участников из ядра мишени ($0.3 \leq p$ и $p < 1.4$ ГэВ/с) и испарительных протонов ($p < 0.3$ ГэВ/с). Значения этих энергий представлены в табл. 5. Из табл. 5 можно заключить, что на заряженные частицы в событиях с $Q = 1, 2$ приходится менее половины величины ΔT . По мере увеличения Q происходит увеличение энергии, уносимой π^+ -мезонами за счет роста их множественности, в отличие от суммарной энергии π^- -мезонов, которая практически не меняется в интервале $Q = 2 - 6$. С ростом Q растет и доля энергии, приходящаяся на мишенные протоны, за счет увеличения их множественности (см. табл. 1, 5). Общая картина такова: с увеличением Q растут потери энергии первичного протона при соударении с ядром углерода, увеличивается энергия, уносимая π^+ -мезонами и протонами, а энергия, приходящаяся на отрицательные и нейтральные частицы, практически от Q не зависит (исключение – события с $Q = 1$).

Таблица 1: Средние множественности частиц в $p\bar{p}$ -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с в зависимости от степени центральности взаимодействия (э – эксперимент, м – модель FRITIOF с учетом Δ -изобар). В скобках представлена доля событий с данным Q в %

Q		1	2	3	4	5	6	Все события
$N_{\text{собр}} (\%)$	э	2289 (27.3)	3814 (45.6)	1477 (17.6)	575 (6.9)	164 (1.9)	52 (0.62)	8371 (100)
	м	28457 (28.4)	37635 (37.6)	16675 (16.7)	9551 (9.6)	5166 (5.2)	2516 (2.5)	100000 (100)
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	э	0.522 ± 0.013	0.321 ± 0.007	0.423 ± 0.016	0.476 ± 0.027	0.43 ± 0.05	0.36 ± 0.07	0.407 ± 0.006
	м	0.479 ± 0.004	0.321 ± 0.003	0.424 ± 0.005	0.448 ± 0.006	0.45 ± 0.01	0.46 ± 0.01	0.406 ± 0.002
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	э	0.416 ± 0.010	0.660 ± 0.008	0.965 ± 0.020	1.22 ± 0.04	1.40 ± 0.08	1.58 ± 0.16	0.706 ± 0.007
	м	0.379 ± 0.003	0.662 ± 0.004	0.787 ± 0.006	0.857 ± 0.008	0.89 ± 0.01	0.93 ± 0.02	0.640 ± 0.002
$\langle n_{p\text{-}yч} \rangle$	э	1.054 ± 0.015	1.743 ± 0.010	2.526 ± 0.024	3.22 ± 0.04	4.02 ± 0.09	5.10 ± 0.18	1.860 ± 0.010
	м	1.088 ± 0.005	1.658 ± 0.004	2.624 ± 0.007	3.54 ± 0.01	4.46 ± 0.02	5.75 ± 0.03	2.085 ± 0.004
$\langle n_{p\text{-}yч} \rangle$ $0.3 < p \leq 1.4$ (ГэВ/с)	э	0.466 ± 0.011	1.003 ± 0.010	1.863 ± 0.025	2.65 ± 0.05	3.55 ± 0.10	4.54 ± 0.21	1.192 ± 0.011
	м	0.303 ± 0.003	0.864 ± 0.004	1.912 ± 0.007	2.927 ± 0.01	3.923 ± 0.016	5.316 ± 0.024	1.346 ± 0.004
$\langle n_{p\text{-}yч} \rangle$ $p > 1.4$ (ГэВ/с)	э	0.588 ± 0.020	0.740 ± 0.018	0.664 ± 0.027	0.57 ± 0.04	0.47 ± 0.06	0.56 ± 0.11	0.668 ± 0.012
	м	0.785 ± 0.006	0.794 ± 0.005	0.712 ± 0.007	0.62 ± 0.01	0.54 ± 0.01	0.44 ± 0.01	0.739 ± 0.003

Таблица 2: Средние значения импульсов и углов вылета π -мезонов в pC -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с в зависимости от величины Q (ε – эксперимент, m – модель FRITIOF с учетом Δ -изобар)

Q		1	2	3	4	5	≥ 6	Все события
$\langle p_{\pi^-} \rangle$	ε	0.567 ± 0.014	0.518 ± 0.010	0.424 ± 0.014	0.375 ± 0.018	0.38 ± 0.04	0.45 ± 0.07	0.503 ± 0.007
(ГэВ/с)	m	0.496 ± 0.003	0.449 ± 0.003	0.378 ± 0.003	0.333 ± 0.003	0.314 ± 0.004	0.295 ± 0.005	0.429 ± 0.002
$\langle p_t^{\pi^-} \rangle$	ε	0.246 ± 0.005	0.255 ± 0.004	0.248 ± 0.007	0.236 ± 0.011	0.215 ± 0.025	0.27 ± 0.06	0.248 ± 0.003
(ГэВ/с)	m	0.241 ± 0.001	0.222 ± 0.001	0.214 ± 0.001	0.207 ± 0.002	0.208 ± 0.002	0.199 ± 0.003	0.224 ± 0.001
$\langle \theta_{\pi^-} \rangle$	ε	45.2 ± 1.0	49.5 ± 1.0	57.3 ± 1.5	62.1 ± 2.3	62.3 ± 4.9	62.3 ± 11.0	50.8 ± 0.6
(град)	m	47.4 ± 0.3	49.6 ± 0.3	56.4 ± 0.4	60.9 ± 0.6	63.1 ± 0.8	66.8 ± 1.1	52.4 ± 0.2
$\langle p_{\pi^+} \rangle$	ε	0.564 ± 0.007	0.554 ± 0.004	0.505 ± 0.006	0.475 ± 0.007	0.430 ± 0.012	0.446 ± 0.020	0.528 ± 0.003
(ГэВ/с)	m	0.592 ± 0.004	0.533 ± 0.002	0.428 ± 0.003	0.373 ± 0.003	0.337 ± 0.002	0.311 ± 0.004	0.480 ± 0.001
$\langle p_t^{\pi^+} \rangle$	ε	0.239 ± 0.002	0.269 ± 0.002	0.275 ± 0.003	0.265 ± 0.004	0.267 ± 0.007	0.30 ± 0.012	0.265 ± 0.001
(ГэВ/с)	m	0.238 ± 0.001	0.242 ± 0.001	0.229 ± 0.001	0.217 ± 0.001	0.209 ± 0.002	0.203 ± 0.002	0.232 ± 0.001
$\langle \theta_{\pi^+} \rangle$	ε	39.1 ± 0.4	47.7 ± 0.3	55.3 ± 0.5	57.4 ± 0.7	64.9 ± 1.2	68.7 ± 2.0	50.3 ± 0.2
(град)	m	38.2 ± 0.3	44.0 ± 0.2	51.4 ± 0.3	55.2 ± 0.4	58.6 ± 0.5	61.5 ± 0.7	47.6 ± 0.1

Таблица 3: Средние значения импульсов и углов вылета протонов-участников в pC -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с в зависимости от величины Q (э – эксперимент, м – модель FRITIOF с учетом Δ -изобар)

Q		1	2	3	4	5	≥ 6	Все события
$\langle p_{p-уч} \rangle$ (ГэВ/с)	э	1.878 ± 0.024	1.542 ± 0.011	1.108 ± 0.013	0.902 ± 0.015	0.778 ± 0.020	0.751 ± 0.032	1.368 ± 0.007
	м	2.331 ± 0.007	1.666 ± 0.005	1.121 ± 0.004	0.905 ± 0.004	0.790 ± 0.004	0.686 ± 0.004	1.362 ± 0.002
$\langle p_t^{p-уч} \rangle$ (ГэВ/с)	э	0.394 ± 0.006	0.444 ± 0.003	0.451 ± 0.004	0.440 ± 0.001	0.429 ± 0.009	0.454 ± 0.015	0.437 ± 0.002
	м	0.444 ± 0.001	0.474 ± 0.001	0.463 ± 0.001	0.441 ± 0.001	0.428 ± 0.001	0.409 ± 0.002	0.452 ± 0.001
$\langle \theta_{p-уч} \rangle$ (град)	э	21.2 ± 0.4	30.5 ± 0.3	41.6 ± 0.5	48.0 ± 0.7	49.0 ± 1.1	56.2 ± 2.0	35.0 ± 0.2
	м	16.9 ± 0.1	30.3 ± 0.1	42.7 ± 0.2	48.7 ± 0.2	52.7 ± 0.2	56.7 ± 0.3	38.22 ± 0.07
$\langle p_{p-уч} \rangle$ (ГэВ/с) $0.3 \leq p < 0.75$ (ГэВ/с)	э	0.500 ± 0.004	0.488 ± 0.002	0.473 ± 0.003	0.467 ± 0.003	0.468 ± 0.006	0.457 ± 0.009	0.479 ± 0.001
	м	0.549 ± 0.002	0.520 ± 0.001	0.502 ± 0.001	0.492 ± 0.001	0.487 ± 0.001	0.474 ± 0.001	0.499
$\langle p_t^{p-уч} \rangle$ (ГэВ/с) $0.3 \leq p < 0.75$ (ГэВ/с)	э	0.305 ± 0.004	0.328 ± 0.002	0.335 ± 0.003	0.336 ± 0.004	0.336 ± 0.006	0.344 ± 0.010	0.330 ± 0.001
	м	0.332 ± 0.003	0.376 ± 0.001	0.379 ± 0.001	0.379 ± 0.001	0.377 ± 0.001	0.374 ± 0.001	0.376
$\langle \theta_{p-уч} \rangle$ (град) $0.3 \leq p < 0.75$ (ГэВ/с)	э	44.9 ± 0.8	53.4 ± 0.5	59.2 ± 0.7	62.1 ± 1.0	58.3 ± 1.4	65.4 ± 2.4	56.5 ± 0.3
	м	42.6 ± 0.4	57.9 ± 0.2	63.0 ± 0.2	64.5 ± 0.2	65.6 ± 0.3	66.7 ± 0.3	62.4 ± 0.1

Таблица 4: Средние значения импульсов и углов вылета лидирующих и мишенных протонов в pC -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с в зависимости от величины Q (э – эксперимент, м – модель FRITIOF с учетом Δ -изобар)

Q		1	2	3	4	5	≥ 6	Все события
$\langle p_{p-yc} \rangle$ (ГэВ/с)	э	2.76 ± 0.03	2.66 ± 0.02	2.35 ± 0.03	2.12 ± 0.03	2.02 ± 0.06	2.02 ± 0.10	2.58 ± 0.01
$p \geq 1.4$ (ГэВ/с)	м	2.894 ± 0.006	2.643 ± 0.005	2.277 ± 0.006	2.113 ± 0.007	2.012 ± 0.009	1.889 ± 0.012	2.589 ± 0.003
$\langle p_t^{p-yc} \rangle$ (ГэВ/с)	э	0.424 ± 0.011	0.519 ± 0.006	0.594 ± 0.013	0.625 ± 0.022	0.682 ± 0.049	0.816 ± 0.076	0.519 ± 0.005
$p \geq 1.4$ (ГэВ/с)	м	0.453 ± 0.002	0.498 ± 0.002	0.533 ± 0.003	0.509 ± 0.004	0.496 ± 0.006	0.442 ± 0.009	0.490 ± 0.001
$\langle \theta_{p-yc} \rangle$ (град)	э	10.0 ± 0.2	12.8 ± 0.2	16.5 ± 0.4	18.6 ± 0.7	21.2 ± 1.7	26.9 ± 3.4	13.3 ± 0.1
$p \geq 1.4$ (ГэВ/с)	м	10.67 ± 0.06	12.84 ± 0.06	15.4 ± 0.1	15.6 ± 0.2	15.7 ± 0.2	14.5 ± 0.3	12.94 ± 0.04
$\langle p_{p-yc} \rangle$ (ГэВ/с)	э	0.764 ± 0.008	0.717 ± 0.004	0.665 ± 0.005	0.638 ± 0.007	0.613 ± 0.011	0.594 ± 0.017	0.687 ± 0.003
$0.3 \leq p < 1.4$ (ГэВ/с)	м	0.874 ± 0.003	0.768 ± 0.002	0.690 ± 0.002	0.650 ± 0.002	0.621 ± 0.002	0.586 ± 0.002	0.692 ± 0.001
$\langle p_t^{p-yc} \rangle$ (ГэВ/с)	э	0.357 ± 0.005	0.388 ± 0.002	0.400 ± 0.004	0.400 ± 0.005	0.396 ± 0.008	0.410 ± 0.012	0.391 ± 0.002
$0.3 \leq p < 1.4$ (ГэВ/с)	м	0.418 ± 0.002	0.451 ± 0.001	0.437 ± 0.001	0.427 ± 0.001	0.418 ± 0.001	0.407 ± 0.001	0.431 ± 0.001
$\langle \theta_{p-yc} \rangle$ (град)	э	35.4 ± 0.6	45.3 ± 0.3	50.5 ± 0.5	54.4 ± 0.8	52.7 ± 1.2	59.8 ± 2.1	47.1 ± 0.2
$0.3 \leq p < 1.4$ (ГэВ/с)	м	33.2 ± 0.2	46.4 ± 0.2	52.9 ± 0.2	55.7 ± 0.2	57.8 ± 0.2	60.1 ± 0.3	52.1 ± 0.1

Таблица 5: Энергий, уносимых вторичными частицами в pC -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с в зависимости от величины Q (э – эксперимент, м – модель FRITIOF с учетом Δ -изобар)

Q		1	2	3	4	5	≥ 6	Все события
$\Delta T_{p-лид}$ (ГэВ)	э	2.193 ± 0.032	1.962 ± 0.018	2.299 ± 0.031	2.565 ± 0.035	2.755 ± 0.062	2.642 ± 0.130	2.145 ± 0.013
	м	1.703 ± 0.005	1.871 ± 0.007	2.270 ± 0.008	2.507 ± 0.010	2.668 ± 0.012	2.846 ± 0.015	2.028 ± 0.006
$\Sigma E_{\pi-}$ (ГэВ)	э	0.311 ± 0.012	0.175 ± 0.005	0.193 ± 0.009	0.195 ± 0.014	0.179 ± 0.026	0.174 ± 0.041	0.217 ± 0.004
	м	0.250 ± 0.003	0.154 ± 0.002	0.175 ± 0.002	0.165 ± 0.003	0.158 ± 0.004	0.154 ± 0.004	0.187 ± 0.012
$\Sigma E_{\pi+}$ (ГэВ)	э	0.245 ± 0.007	0.383 ± 0.006	0.515 ± 0.012	0.615 ± 0.022	0.650 ± 0.040	0.757 ± 0.082	0.393 ± 0.004
	м	0.234 ± 0.003	0.371 ± 0.003	0.362 ± 0.004	0.348 ± 0.004	0.333 ± 0.006	0.321 ± 0.008	0.326 ± 0.012
$T_{p-уч}$ (ГэВ) $0.3 \leq p < 1.4$ (ГэВ)	э	0.138 ± 0.004	0.267 ± 0.004	0.440 ± 0.008	0.582 ± 0.015	0.727 ± 0.032	0.881 ± 0.061	0.297 ± 0.004
	м	0.110 ± 0.001	0.257 ± 0.002	0.474 ± 0.003	0.654 ± 0.006	0.812 ± 0.008	0.994 ± 0.010	0.337 ± 0.002
$T_{p-исп}$ (ГэВ)	э	$0.018 \pm$	$0.012 \pm$	$0.019 \pm$	$0.020 \pm$	$0.021 \pm$	$0.014 \pm$	$0.015 \pm$
	м	$0.005 \pm$	$0.007 \pm$	$0.019 \pm$	$0.029 \pm$	$0.031 \pm$	$0.016 \pm$	$0.012 \pm$
$\Sigma E_{n\pm}$ (ГэВ)	э	0.712 ± 0.015	0.837 ± 0.009	1.167 ± 0.017	1.412 ± 0.030	1.577 ± 0.057	1.826 ± 0.110	0.922 ± 0.007
	м	0.595 ± 0.004	0.789 ± 0.004	1.030 ± 0.006	1.204 ± 0.008	1.333 ± 0.010	1.486 ± 0.014	0.862 ± 0.003
$\Sigma E_{n\pm\pi^0}$ (ГэВ)	э	1.481 ± 0.035	1.125 ± 0.020	1.132 ± 0.035	1.153 ± 0.046	1.178 ± 0.084	0.816 ± 0.170	1.223 ± 0.022
	м	1.108 ± 0.006	1.081 ± 0.008	1.240 ± 0.010	1.306 ± 0.013	1.337 ± 0.016	1.361 ± 0.021	1.166 ± 0.007

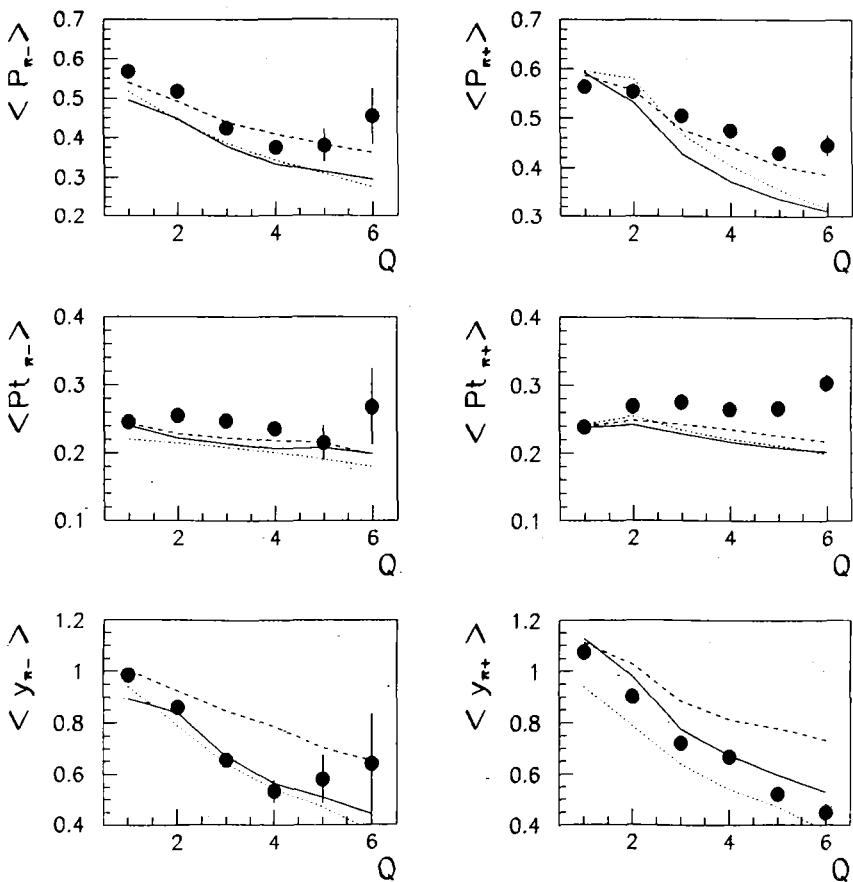


Рис. 1. Зависимость средних характеристик π -мезонов от величины Q .
 • – эксперимент, сплошные и штриховые кривые – расчеты по модели FRITIOF с учетом и без учета Δ^+ - и Δ^0 -изобар, точечные кривые – расчеты по каскадно-испарительной модели

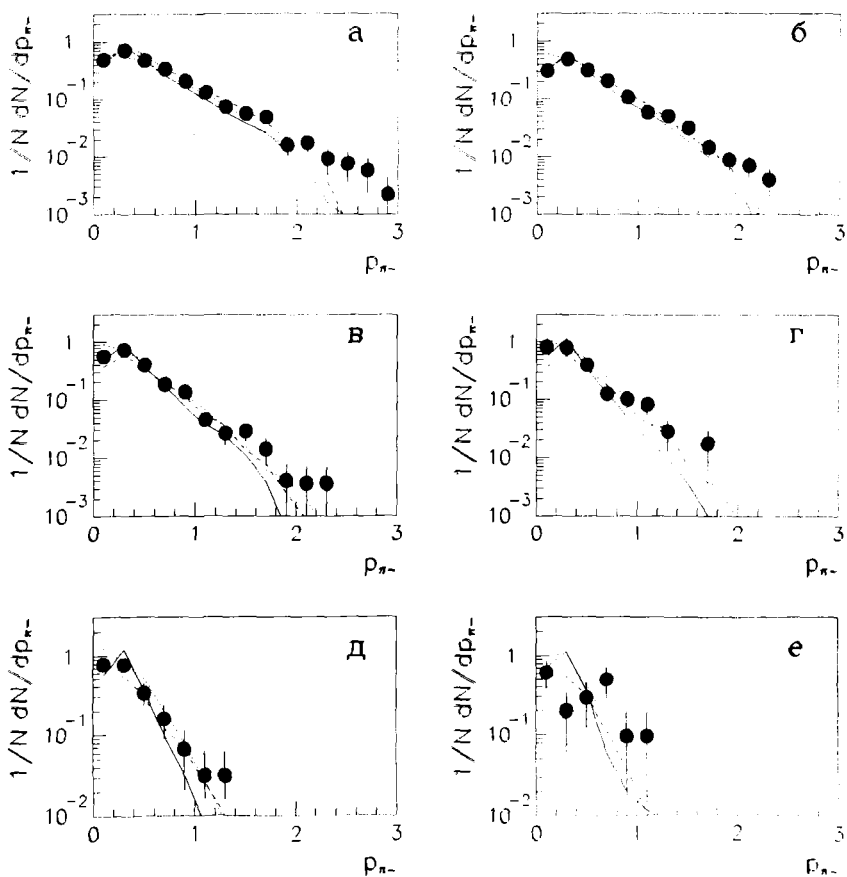


Рис. 2. Распределения π^- -мезонов по полному импульсу при различных Q : а - $Q = 1$, б - $Q = 2$, в - $Q = 3$, г - $Q = 4$, д - $Q = 5$, е - $Q \geq 6$. Обозначения те же, что и на рис. 1

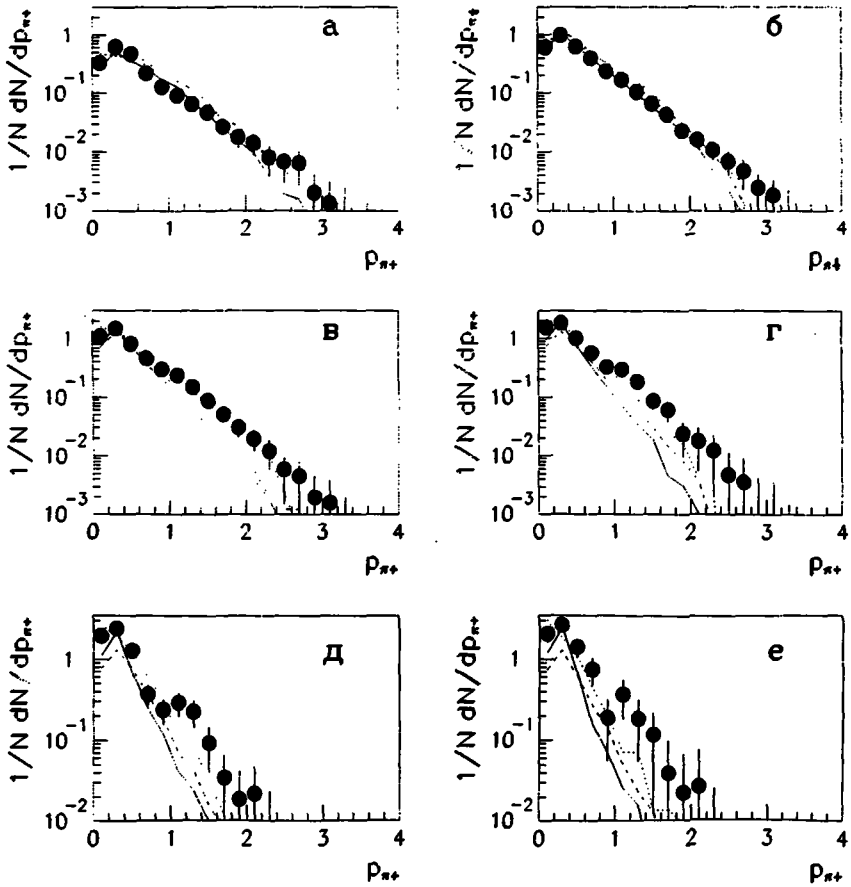


Рис. 3. Распределения π^+ -мезонов по полному импульсу при различных Q . Обозначения те же, что и на рис. 1

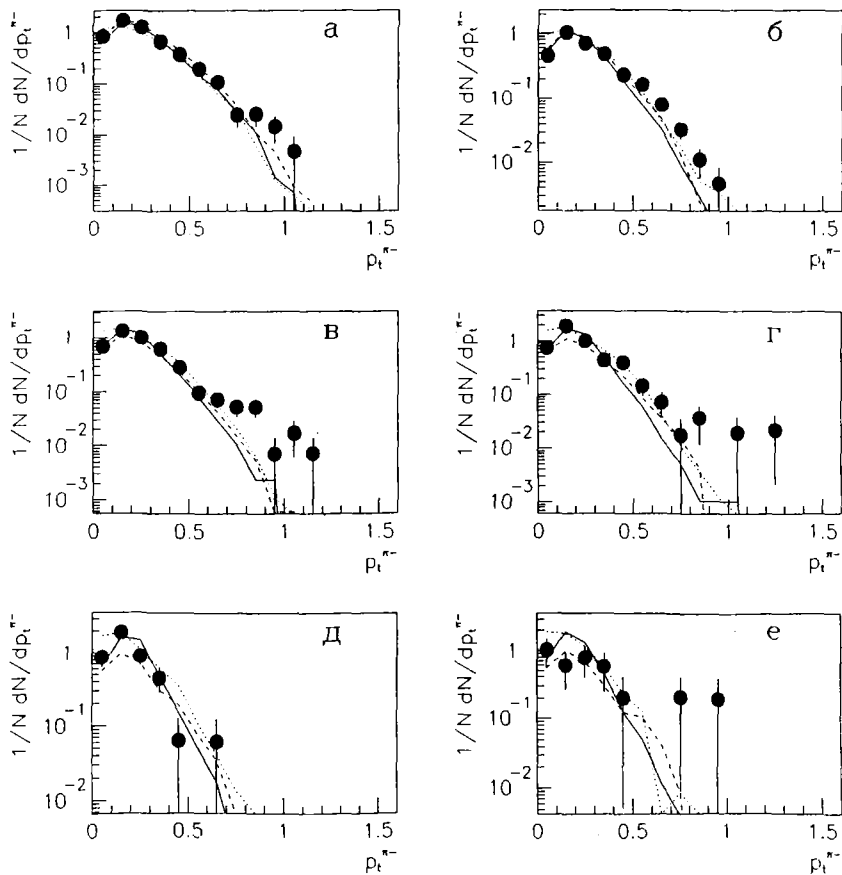


Рис. 4. Распределения π^- -мезонов по поперечному импульсу при различных Q . Обозначения те же, что и на рис. 1

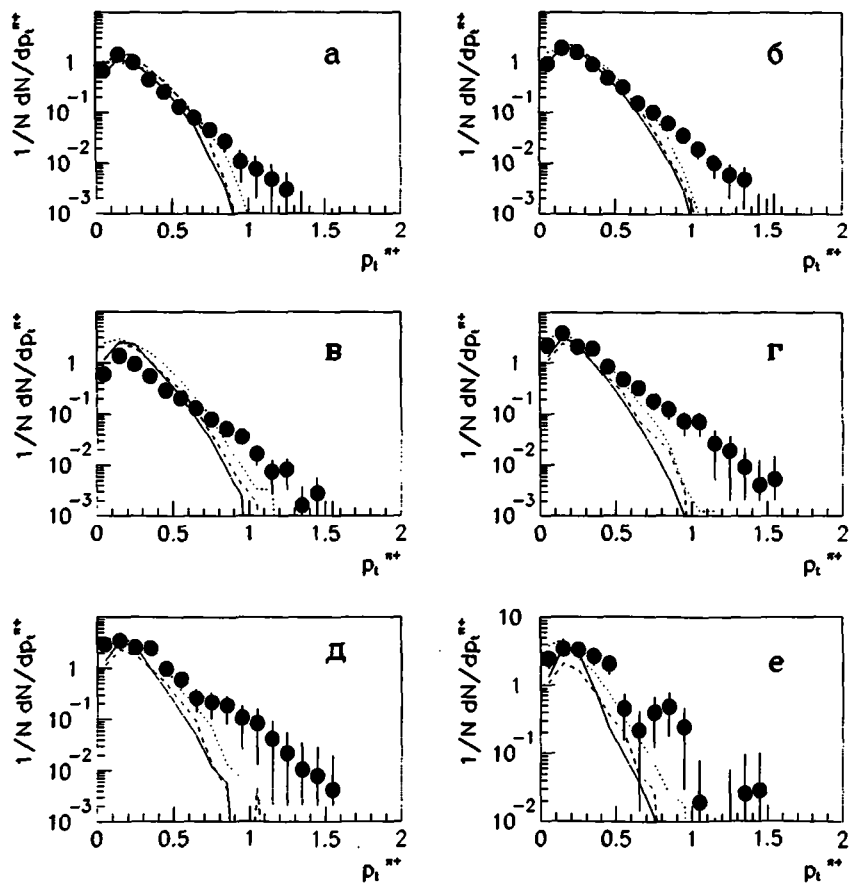


Рис. 5. Распределения π^+ -мезонов по поперечному импульсу при различных Q . Обозначения те же, что и на рис. 1

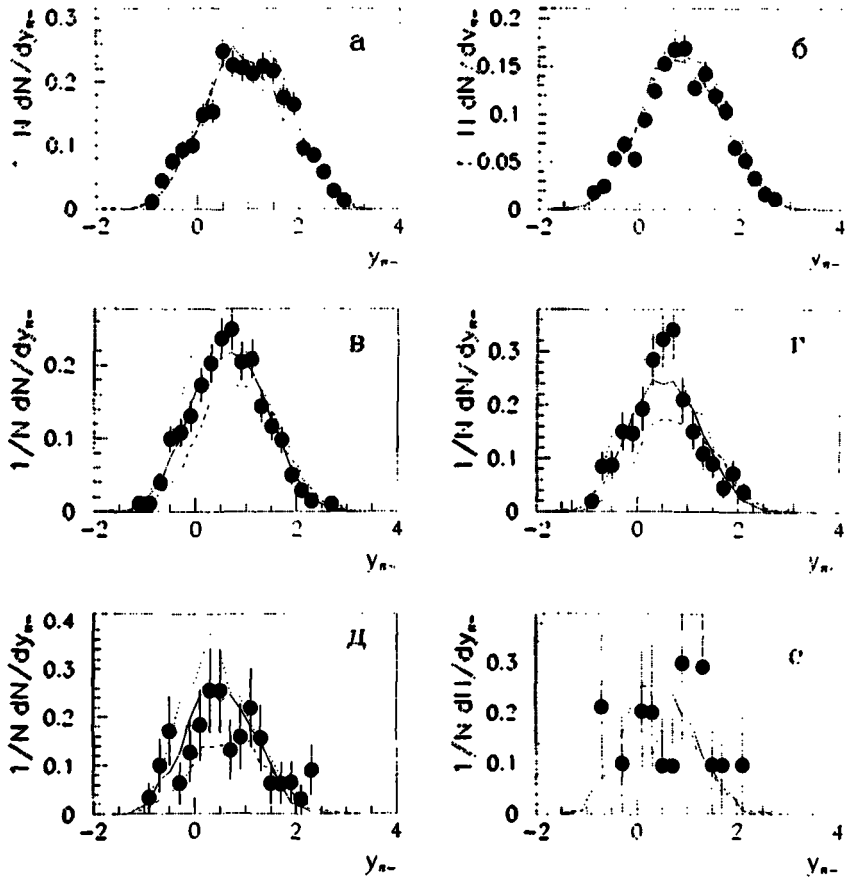


Рис. 6. Распределения π^- -мезонов по быстроте при различных Q . Обозначения те же, что и на рис. 1

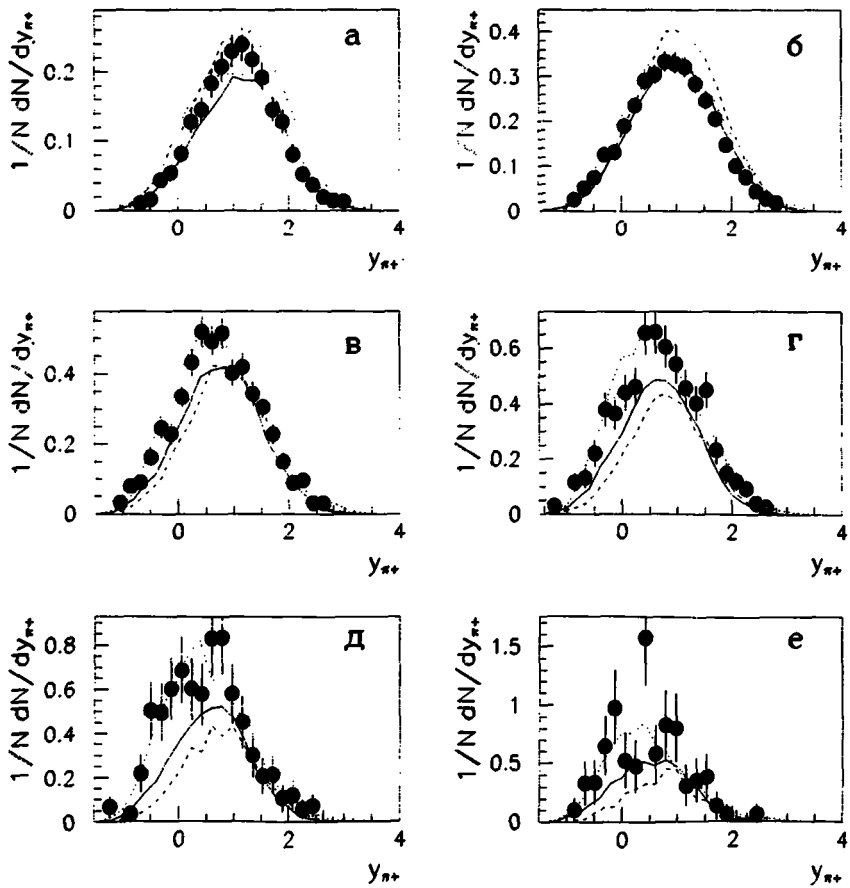


Рис. 7. Распределения π^+ -мезонов по быстройте при различных Q . Обозначения те же, что и на рис. 1

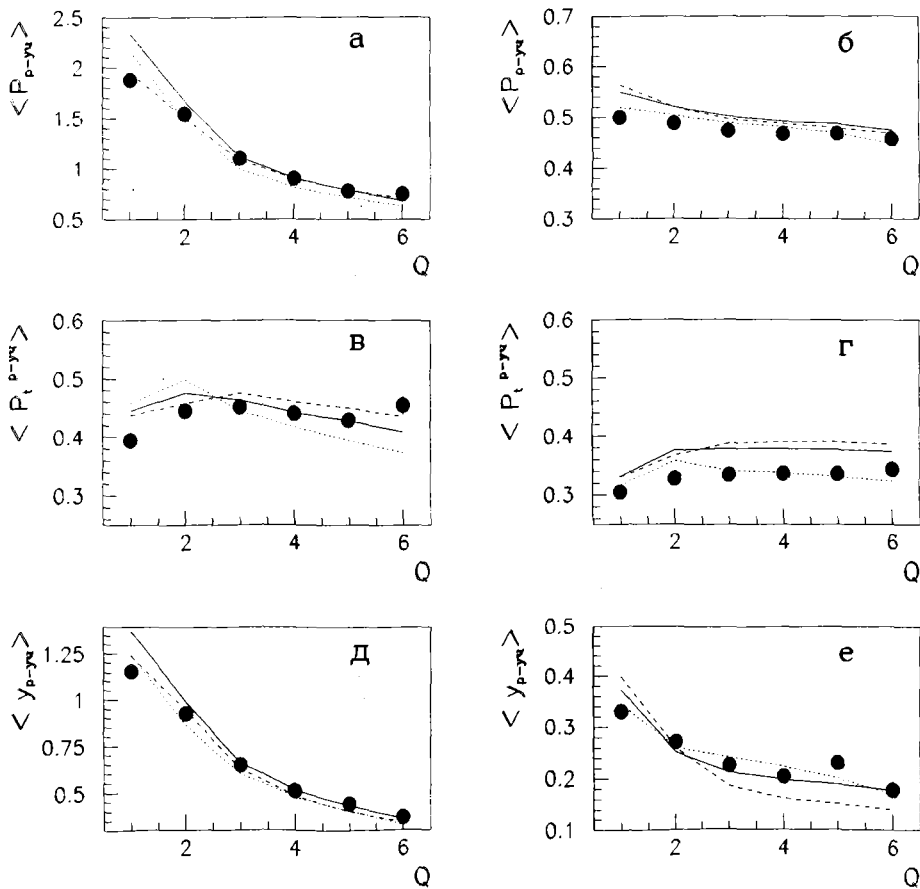


Рис. 8. Зависимость средних характеристик протонов-участников от величины Q . Обозначения те же, что и на рис. 1. На рис. а, в, д представлены характеристики всех протонов-участников, а на рис. б, г, е — характеристики протонов с $0.3 \leq p < 0.75$ ГэВ/с

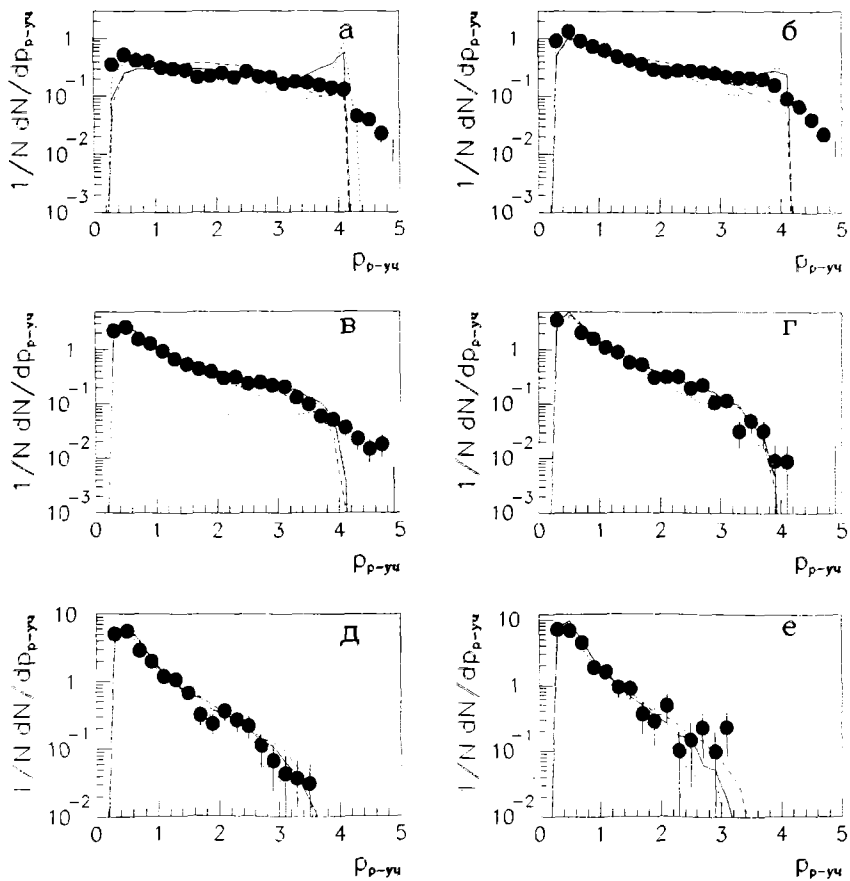


Рис. 9. Распределения протонов-участников по полному импульсу при различных Q . Обозначения те же, что и на рис. 1

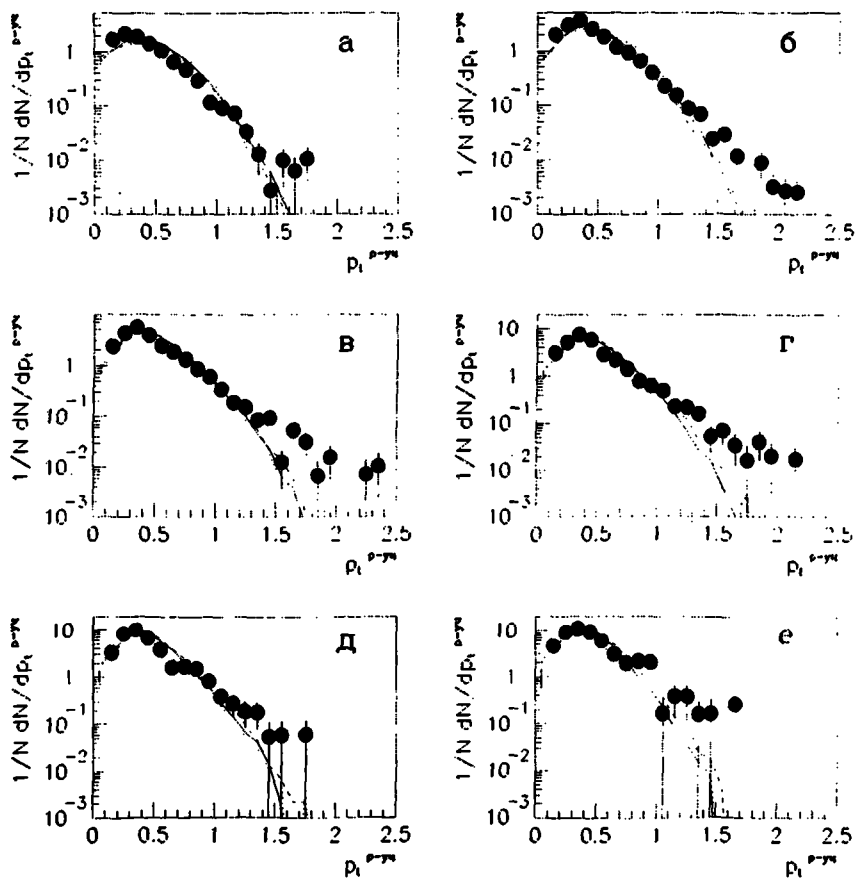


Рис. 10. Распределения протонов-участников по поперечному импульсу при различных Q . Обозначения те же, что и на рис. 1

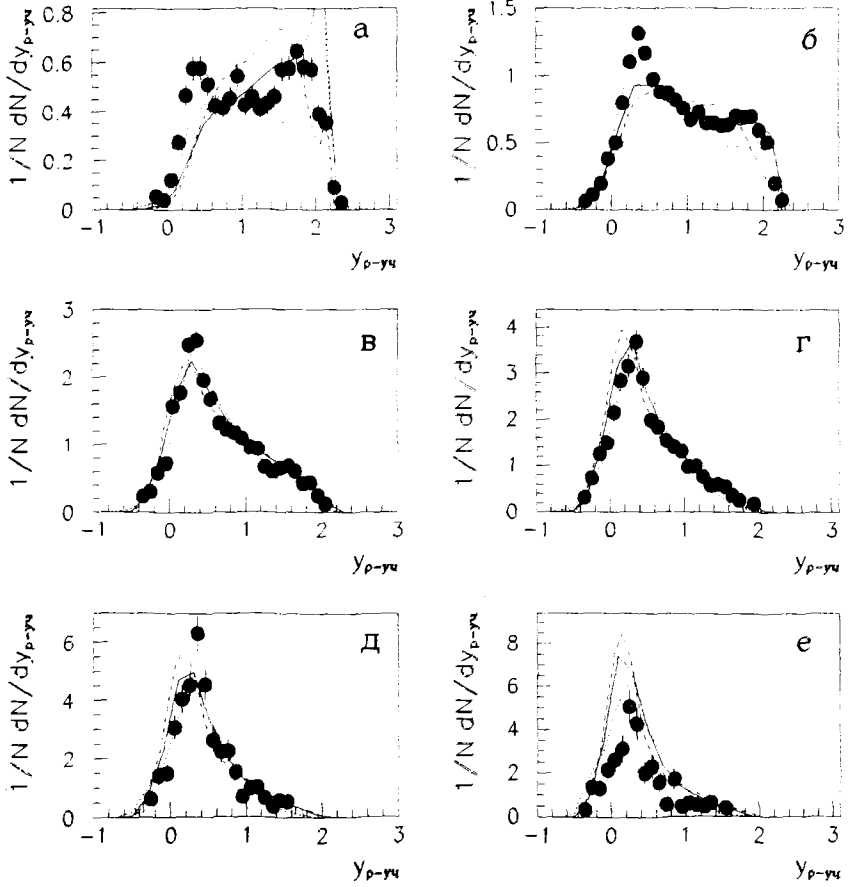


Рис. 11. Распределения протонов-участников по быстроте при различных Q . Обозначения те же, что и на рис. 1

Модель FRITIOF систематически недооценивает энергию, приходящуюся на π^+ - и π^- -мезоны.

Заключение

1. Представлены новые экспериментальные данные о кинематических характеристиках вторичных частиц в pC -взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с в зависимости от степени центральности соударений.
2. Показано, что с ростом центральности соударений средние импульсы и скорости вторичных частиц уменьшаются, поперечные импульсы остаются практически постоянным, а средние углы вылета частиц увеличиваются.
3. С помощью модели FRITIOF, учитывающей Δ -изобары, определена граница между лидирующими и нелидирующими протонами (1.4 ГэВ/с). Установлено, что для нелидирующих протонов характерна слабая зависимость среднего импульса от Q . Средний поперечный импульс лидирующих протонов ($p \geq 1.4$ ГэВ/с) в центральных взаимодействиях в 1.5–2 раза больше, чем в периферических соударениях с $Q \sim 1, 2$.
4. Определена тормозная способность ядра углерода. Показано, что протоны теряют во взаимодействиях существенную долю своей энергии. При переходе от периферических событий с $Q = 1, 2$ к центральному событиям с $Q = 5, 6$ эта доля возрастает от 60% до 80%.
5. Найдено, что на заряженные частицы в событиях с $Q = 1, 2$ приходится менее половины энергии, потерянной лидирующими протонами. По мере увеличения Q происходит увеличение энергии, уносимой π^+ -мезонами за счет роста их множественности. Суммарная энергия π^- -мезонов практически не меняется в интервале $Q = 2 - 6$. С ростом Q растет доля энергии, приходящаяся на мишенные протоны, за счет увеличения их множественности.
6. Установлено, что используемые модели недооценивают средние поперечные импульсы пионов. Каскадно-испарительная модель переоценивает выход мягких пионов ($p < 300$ МэВ/с). В модели

FRITIOF, учитывающей Δ -изобары, малые значения средних импульсов π -мезонов связаны с малым выходом энергичных пионов. Все модели недооценивают вероятность рождения пионов с большими поперечными импульсами. Модели плохо описывают спектры π^+ -мезонов в многочастичных взаимодействиях.

7. Все модели достаточно хорошо описывают импульсные спектры протонов при $Q \geq 3$. Сильные отличия расчетов от экспериментальных данных наблюдаются для периферических событий с $Q = 1$ и 2. Недостатки описания спектра протонов при $Q = 1$ в каскадно-испарительной модели связаны с неудовлетворительным моделированием NN -взаимодействий.
8. Модель FRITIOF качественно описывает распределение энергии между рожденными частицами. Модель систематически недооценивает энергию, приходящуюся на π^+ - и π^- -мезоны.

Авторы благодарны лаборантам за просмотр пленок и измерение событий, а участникам Сотрудничества по исследованиям на двухметровой пропановой пузырьковой камере за предоставленный экспериментальный материал.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 00-01-00307, 01-02-16407, 01-02-16431) и ИНТАС (грант № 00-00366).

Список литературы

- [1] Г.Н. Агакишиев и др., ЯФ **40**, 1209 (1984); Z. Phys. C **27**, 177 (1985).
- [2] Д. Армутлийский и др., ЯФ **45**, 1047 (1987); Z. Phys. A **328**, 455 (1987).
- [3] Г.Н. Агакишиев и др., ЯФ **49**, 481 (1989).
- [4] А.И. Бондаренко и др., ЯФ **60**, 2004 (1997).
- [5] А.И. Бондаренко и др., ЯФ **62**, 1612 (1999).
- [6] С. Бацкович и др., ЯФ **56**, N 4, 211 (1993).
- [7] Г.Н. Агакишиев и др., ЯФ **56**, N 10, 170 (1993).

- [8] Г.Н. Агакишиев и др., ЯФ **51**, 1591 (1990).
- [9] А.С. Галоян и др., Препринт ОИЯИ № P1-2002-54 (Дубна, 2002).
- [10] В.С. Барашенков, Ф.Ж. Жереги, Ж.Ж. Мусульманбеков, Препринт ОИЯИ № P2-83-117 (Дубна, 1983).
- [11] O. Kofoed-Hansen, Nucl. Phys. B **54**, 42 (1973).
A. Kloving *et al.*, Nucl. Phys. B **54**, 29 (1973).
- [12] Г.Б. Алавердян и др., ЯФ **31**, 776 (1980).
- [13] В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев, “*Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами*”, М., Атомиздат, 1972;
V.D. Toneev, K.K. Gudima, Nucl. Phys. A **400**, 173 (1983).
- [14] B. Andersson *et al.*, Nucl. Phys. B **281**, 289 (1987).
- [15] B. Nilsson-Almquist and E. Stenlund, Comp. Phys. Comm. **43**, 387 (1987).
- [16] Kh. El-Waged and V.V. Uzhinskii, ЯФ **60**, 925 (1997).
- [17] M.I. Adamovich *et al.* (EMU-01 Collab.), Z. Phys. A **358**, 337 (1997).
- [18] А.И. Бондаренко и др., ЯФ **65**, 95 (2002).
- [19] S. Tothacher *et al.* Phys. Lett. B **197**, 295 (1987).
- [20] D.S. Barton *et al.* Phys. Rev. D **27**, 2580 (1983).
- [21] F. Videback and O.Hansen, Phys. Rev. C **52**, 2684 (1995).
- [22] А.И. Бондаренко и др., Сообщение ОИЯИ № P1-98-292 (Дубна, 1998).
- [23] Lj. Simic *et al.*, Phys. Rev. C **37**, 2064 (1989).

Получено 25 сентября 2002 г.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Галоян А. С. и др.

P1-2002-219

Характеристики pC -взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с в зависимости от степени центральности соударения протона с ядром углерода.

Кинематические характеристики вторичных частиц

Представлены средние значения импульсов и углов вылета π^\pm -мезонов и протонов в лаб. системе как для полного ансамбля взаимодействий протонов с импульсом 4,2 ГэВ/с с ядром углерода, так и для шести групп событий с различной степенью центральности соударений. Приведены распределения по полному и поперечному импульсам, а также по продольной быстрой для изучаемых частиц. Экспериментальные данные сравниваются с предсказаниями каскадно-испарительной модели и двумя вариантами модернизированной модели FRITIOF. Показано, что с ростом центральности соударений средние импульсы и скорости вторичных частиц уменьшаются, поперечные импульсы остаются практически постоянными, а средние углы вылета частиц увеличиваются. Это согласуется с картиной каскадирования частиц в ядрах. Однако $\langle P_t \rangle$ протонов-участников в каскадно-испарительной модели уменьшается с ростом центральности соударений в отличие от экспериментальных данных. В модернизированной модели FRITIOF с учетом Δ^+ - и Δ^0 -изобар достигнуто удовлетворительное описание экспериментальных данных. Определена также тормозная способность ядра углерода для протонов с импульсом 4,2 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Galoyan A. S. et al.

P1-2002-219

Characteristics of pC Interactions at a Momentum of 4.2 GeV/c in Dependence on the Degree of Centrality of Proton Interaction with Carbon Nucleus.

Kinematical Characteristics of Secondary Particles

We present the centrality dependence of momenta, transverse momenta and rapidity distributions for π^\pm mesons and protons in interactions of protons with the carbon nucleus at a momentum of 4.2 GeV/c. The mean values of momenta, transverse momenta and rapidity of these particles are obtained at different centralities of collisions. The experimental data are compared with the results of the cascade-evaporation model and two variants of the modified FRITIOF model.

It is shown that mean momenta and rapidities of secondary particles decrease, mean emission angles increase and mean transverse momenta are practically constant with increasing of the collision centrality. These results are in agreement with the hypothesis of particle cascade in nuclei. However, the result of the cascade-evaporation model for $\langle P_t \rangle$ of participating protons differs from the experimental data. For the modified FRITIOF model taking into account Δ^+ and Δ^0 isobars, a good description of the experimental data is achieved. The stopping power of the carbon nucleus for protons with a momentum of 4.2 GeV/c is estimated.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 18.10.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,93. Уч.-изд. л. 1,88. Тираж 375 экз. Заказ № 53576.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.