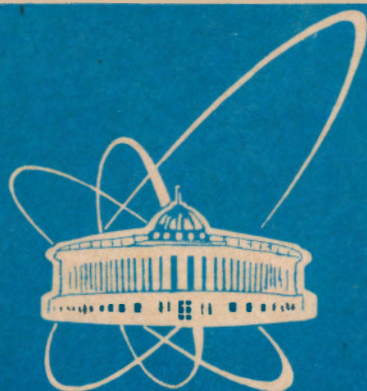


94-376



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P1-94-376

Р.Н.Бекмирзаев, Е.Н.Кладницкая, М.М.Муминов,
С.А.Шарипова

БЫСТРОТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ π^- -МЕЗОНОВ
В $(d, \alpha, \text{C})\text{Ta}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1994

Работа посвящена анализу распределений π^- -мезонов по скорости в зависимости от поперечного импульса пионов для d Та-, α Та- и СТа-взаимодействий.

Подобный анализ для π^- -мезонов из p С-, d С-, α С- и СС-соударений проведен в работе [1], где было отмечено, что с увеличением поперечного импульса π^- -мезонов возрастает доля π^- в центральной области и сокращается в областях фрагментации сталкивающихся ядер. В [1] показано также, что модель кварк-глюонных струн (КГСМ) [2] удовлетворительно описывает экспериментальные распределения π^- -мезонов и сделан вывод, что Δ^- - и Δ^0 -изобары являются основными источниками π^- -мезонов в A_p С-взаимодействиях, причем, главным образом, источниками π^- с $p_t < 0,4$ ГэВ/с.

Цель настоящей работы — проследить влияние поперечного импульса π^- -мезонов на быстрые распределения в (d, α, C)Та-взаимодействиях и сравнить экспериментальные данные с расчетами по модели кварк-глюонных струн [2]. Кроме того, предоставляется возможность провести сравнение быстрых характеристик π^- -мезонов в различных интервалах поперечного импульса, полученных во взаимодействиях (d, α, C) с легкой (С) и тяжелой (Та) мишенями, а также исследовать влияние атомного веса ядра-мишени на распределения π^- -мезонов по поперечному импульсу. В частности, представляется интересным посмотреть, проявляется ли эффект усиления относительного выхода π^- -мезонов с малыми поперечными импульсами во взаимодействиях d, α и ядер углерода с тяжелой мишенью по сравнению с A_p С-соударениями, аналогичный тому, что наблюдался при сравнении p_t -спектров π^- -мезонов для СС-взаимодействий с различными n_{\pm} при 4,2 ГэВ/с на нуклон с соответствующими спектрами для нуклон-нуклонных взаимодействий [3].

В последние годы исследованию и объяснению эффекта увеличения доли π^- -мезонов с $p_t < 0,2$ ГэВ/с в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях по сравнению с pp -соударениями и взаимодействиями с легкой мишенью уделяют большое внимание как экспериментаторы [4—8], так и теоретики (см., например, [9] и ссылки там).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

В работе использован материал, полученный на двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной в пучках дейтронов, α -частиц и ядер углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ОИЯИ. В рабочем объеме камеры размещались три танталовые пластинки толщиной 1 мм на расстоянии 93 мм друг от друга.

Все отрицательные частицы в событии, кроме идентифицированных электронов, считались π^- -мезонами. Примесь неидентифицированных e^- и отрицательных странных частиц не превышает 5% и 1% соответственно [10]. Введены поправки на потерю частиц, вылетающих под углом, близким к 90° , и «застревающих» в пластинке, а также на потерю частиц, вылетающих под большими углами к плоскости фотографирования. В A_p Та-взаимодействиях π^- -мезоны надежно идентифицируются при импульсах $p > 0,08$ ГэВ/с.

Полная поправка на потери π^- -мезонов составляет 11% для дейтронного и ~7% для углеродного облучений. Более подробно методические вопросы рассмотрены в работе [11]. Число событий и средняя множественность π^- -мезонов по типам взаимодействий представлены в табл. 1.

Таблица 1. Средние характеристики π^- -мезонов

Тип соб.	$N_{\text{соб.}}$	$\langle n_- \rangle$	$\langle p \rangle$, ГэВ/с	$\langle \theta \rangle$, град.	$\langle p_t \rangle$, ГэВ/с
dТа	1475	$0,86 \pm 0,03$	$0,46 \pm 0,01$	$57,2 \pm 1,4$	$0,24 \pm 0,01$
α Та	1149	$1,42 \pm 0,06$	$0,47 \pm 0,01$	$52,1 \pm 1,3$	$0,225 \pm 0,004$
СТа	эксп.	1989	$0,44 \pm 0,01$	$51,4 \pm 0,6$	$0,220 \pm 0,004$
	КГСМ	2914	$0,374 \pm 0,003$	$53,0 \pm 0,4$	$0,194 \pm 0,002$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Быстротные распределения π^- -мезонов в различных интервалах поперечного импульса для СТа-взаимодействий показаны на рис. 1. Распределения пионов имеют максимумы, сдвинутые в область фрагментации ядрамишени ($A_p < A_T$). По мере увеличения поперечного импульса π^- -мезонов максимум быстротных распределений смещается к $y_0 = y_{\text{с.ц.м.}}$ для NN-

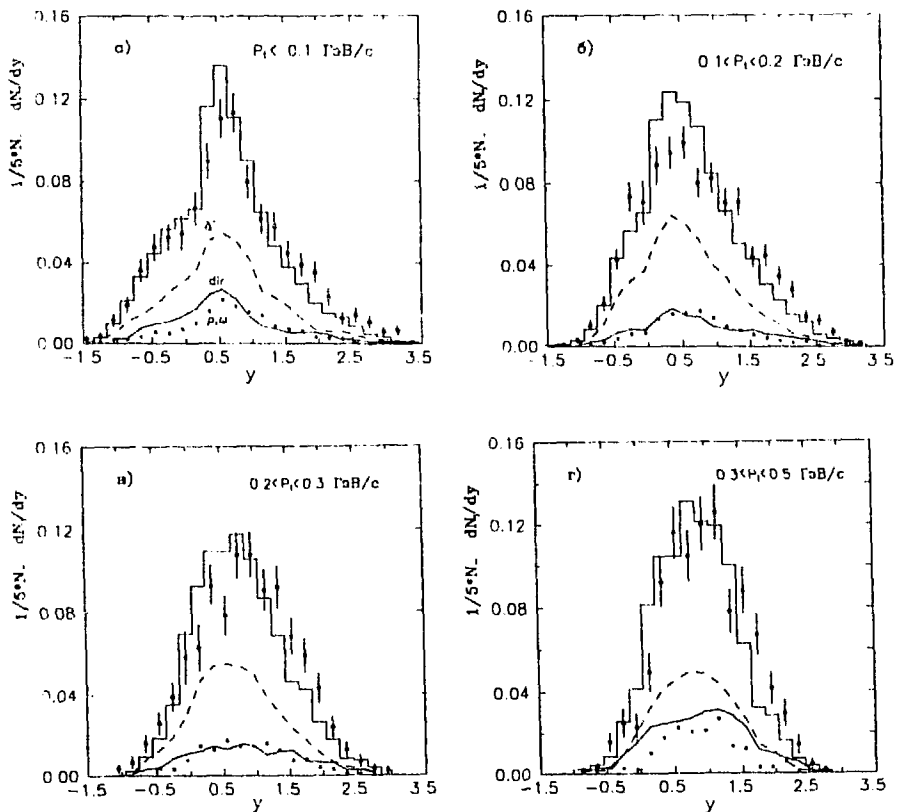
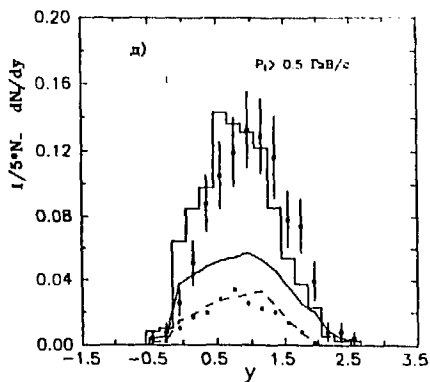


Рис. 1. Быстротные распределения π^- -мезонов в различных интервалах поперечного импульса для СГА-взаимодействий:

- а — π^- с $p_t < 0,1$ ГэВ/с;
- б — π^- с $0,1 \leq p_t < 0,2$ ГэВ/с;
- в — π^- с $0,2 \leq p_t < 0,3$ ГэВ/с;
- г — π^- с $0,3 \leq p_t < 0,5$ ГэВ/с;
- д — π^- с $p_t \geq 0,5$ ГэВ/с.

Точки — экспериментальные данные, гистограмма — модель кварк-глюонных струн, кривые — вклад различных источников π^- -мезонов по КГСМ. Δ^- -изобара — (---), dir («прямые» π^- , см. текст) — сплошная кривая, ρ, ω — (**)



взаимодействий ($y_0 = 1,1$), т.е. обогащается π^- -мезонами центральная область, характерная для NN -соударений. При этом быстрое распределения становятся уже, т.е. уменьшается доля π^- -мезонов в областях фрагментации сталкивающихся ядер. С увеличением поперечного импульса π^- в быстрых распределениях π^- -мезонов для dTa и αTa -взаимодействий также возрастает доля π^- в центральной области.

Влияние атомного веса ядра-снаряда на быстрые распределения проявляется в положении максимума распределений. Наибольшим удалением от y_0 в область фрагментации ядра-мишени характеризуются быстрые распределения π^- -мезонов с $p_t < 0,2$ ГэВ/с в dTa -соударениях (см. $\langle y \rangle$ в табл.2).

Таблица 2. Средние значения быстрого по интервалам $p_t^{\pi^-}$

$p_t < 0,1$			
	dTa	αTa	CTa
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,63 \pm 0,06$	$0,64 \pm 0,05$	$0,68 \pm 0,02$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,63 \pm 0,01$
$0,1 \leq p_t < 0,2$			
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,63 \pm 0,05$	$0,74 \pm 0,04$	$0,72 \pm 0,01$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,67 \pm 0,01$
$0,2 \leq p_t < 0,3$			
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,66 \pm 0,05$	$0,80 \pm 0,04$	$0,80 \pm 0,03$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,82 \pm 0,02$
$0,3 \leq p_t < 0,5$			
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,77 \pm 0,05$	$0,86 \pm 0,04$	$0,84 \pm 0,04$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,85 \pm 0,02$
$p_t \geq 0,5$			
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,76 \pm 0,06$	$0,92 \pm 0,05$	$0,97 \pm 0,07$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,87 \pm 0,02$
все p_t			
$\langle y \rangle_{\text{эксп}}$	$0,68 \pm 0,02$	$0,76 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,01$
$\langle y \rangle_{\text{КГСМ}}$	—	—	$0,710 \pm 0,006$

По мере увеличения атомного веса налетающего ядра (от d к C) максимум быстрого распределения смещается к y_0 , причем эта зависимость

от A_p усиливается с ростом $p_t \pi^-$ -мезонов в отличие от (d, α, C) -взаимодействий, где для π^- с $p_t > 0,2$ ГэВ/с наблюдалась более слабая зависимость от A_p , чем для π^- с $p_t < 0,2$ ГэВ/с [1].

Проследим теперь влияние атомного веса ядра-мишени на распределение π^- -мезонов по поперечному импульсу. На рис.2 представлено отношение нормированных импульсных (по p_t) распределений π^- -мезонов из

$$A_p \text{Ta- и } A_p \text{C-взаимодействий, } R = \frac{(1/N_- \cdot dN_-/dp_t)^{A_p \text{Ta}}}{(1/N_- \cdot dN_-/dp_t)^{A_p \text{C}}}. \text{ Видно, что}$$

использование тяжелой мишени приводит к увеличению доли π^- -мезонов с малыми поперечными импульсами ($p_t < 0,2$ ГэВ/с) и уменьшению относительного выхода π^- в интервале $0,2 \leq p_t < 0,6$ ГэВ/с. Выше $p_t = 0,6$ ГэВ/с

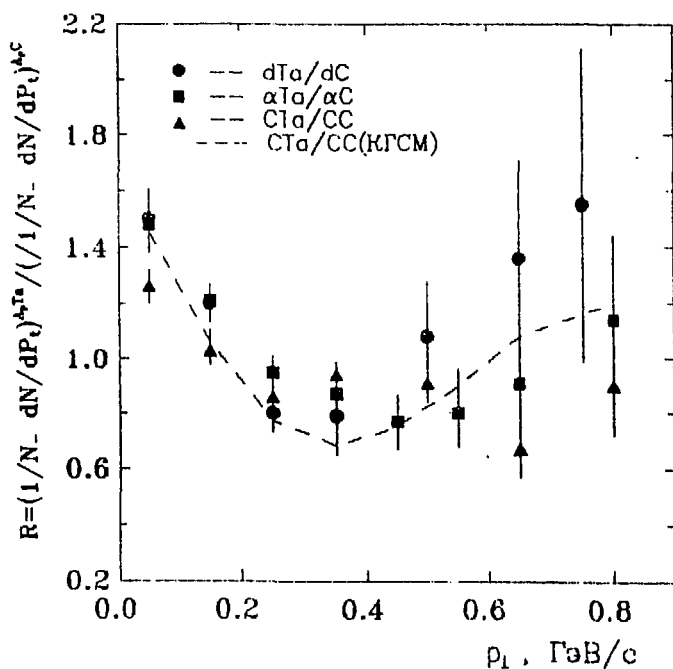


Рис.2. Зависимость отношения R от величины поперечного импульса. Точки — эксперимент, кривая — КГСМ для $\text{C}1\text{Ta}/\text{CC}$

намечается возрастание отношения R^* . Следует отметить, что величина R в пределах ошибок не зависит от атомного веса ядра-снаряда в интервале $p_t < 0,5$ ГэВ/с.

На рис.3 представлены отношения R_1 быстротных распределений π^- -мезонов из СТА- и СС-взаимодействий в соответствующих интервалах поперечного импульса, которые позволяют определить влияние атомного веса ядра-мишени на быстротные распределения:

$$R_1 = \frac{(1/N_- \cdot dN_-/dy)^{СТА}}{(1/N_- \cdot dN_-/dy)^{СС}}$$

π^- -мезоны с малыми p_t ($p_t < 0,2$ ГэВ/с) из СТА-взаимодействий явно преобладают в задней полусфере, т.е. в области фрагментации ядра Та (рис.3,а,б). В центральной области быстрот ($y \approx 1,1$) отношение $R_1 \approx 1$, т.е. оба типа взаимодействий дают в эту область одинаковый относительный вклад π^- -мезонов. Эта особенность сохраняется во всех интервалах поперечного импульса π^- -мезонов. В передней полусфере для интервала $p_t < 0,2$ ГэВ/с отношение $R_1 < 1$, т.е. доля π^- -мезонов с малыми p_t в этой области быстрот в СТА-соударениях меньше, чем в СС-взаимодействиях. С увеличением поперечного импульса π^- -мезонов характер зависимости R_1 от быстроты меняется (рис.3,в,г,д): величина R_1 уменьшается в области фрагментации ядра-мишени и возрастает в области фрагментации ядра-снаряда. При $p_t \geq 0,5$ ГэВ/с величина R_1 в пределах ошибок постоянна на уровне $R_1 \approx 0,9$ почти во всем интервале быстрот, исключение составляет область $y \approx 0$ (рис.3,д). Этот результат свидетельствует о том, что относительный выход π^- -мезонов с $p_t \geq 0,5$ ГэВ/с не зависит от атомного веса ядра-мишени в широком интервале быстрот.

Следует отметить, что независимость R_1 от A_T в широком интервале быстрот характерна для π^- -мезонов именно с большими поперечными, а не с полными импульсами в определенной части спектра. На рис.3,д светлыми точками показаны значения R_1 для π^- -мезонов с $p_t < 0,1$ ГэВ/с и импуль-

*Из-за малой статистической обеспеченности значения R в области $p_t > 0,8$ ГэВ/с не приводятся.

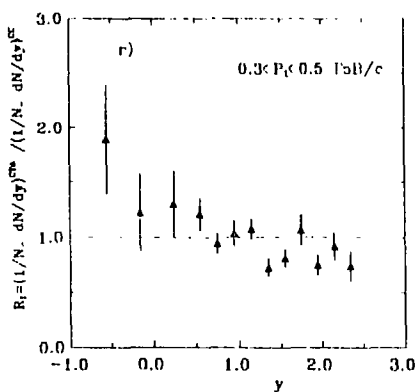
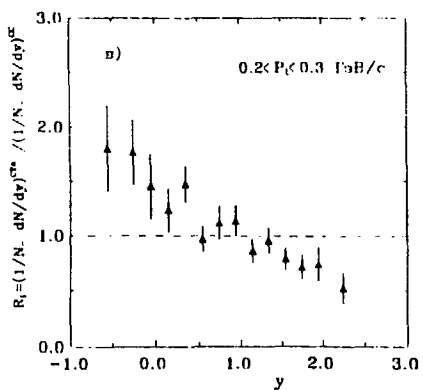
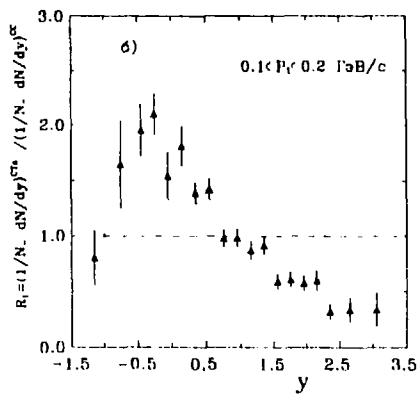
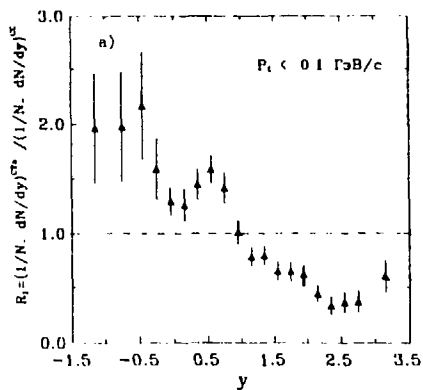


Рис.3. Зависимость R_1 от быстроты в различных интервалах поперечного импульса:

а — π^- с $p_t < 0,1$ ГэВ/с;

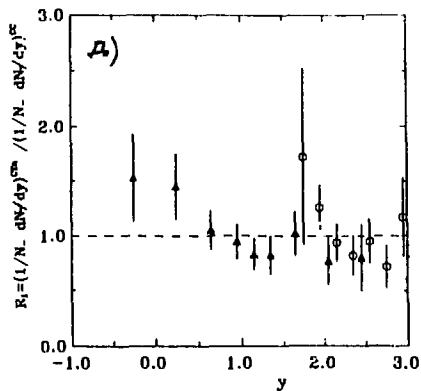
б — π^- с $0,1 \leq p_t < 0,2$ ГэВ/с;

в — π^- с $0,2 \leq p_t < 0,3$ ГэВ/с;

г — π^- с $0,3 \leq p_t < 0,5$ ГэВ/с;

д — π^- с $p_t \geq 0,5$ ГэВ/с.

0 — π^- с $p_t < 0,1$ ГэВ/с и $p_{\text{лаб.}} > 0,5$ ГэВ/с



сами в той же части спектра, что и π^- с $p_t \geq 0,5$ ГэВ/с ($p_{\text{лаб.}} > 0,5$ ГэВ/с). Видно, что все эти точки сосредоточены в узком интервале быстрот, соответствующем области фрагментации ядра-снаряда.

На рис.4 представлена зависимость отношения средних множественностей π^- -мезонов в СТА- и СС-взаимодействиях (R_2) от быстроты. Как и ожидалось, увеличение $\langle n_- \rangle$ при переходе от СС- к СТА-соударениям происходит неравномерно по интервалам быстрот. Наибольший рост множественности π^- -мезонов наблюдается в области фрагментации ядра-мишени (в 4—5 раз), в меньшей степени (~ 2 раза) увеличивается $\langle n_- \rangle$ в центральной области быстрот. В области фрагментации ядра-снаряда R_2 близко к 1, поскольку в обоих типах взаимодействий одно и то же ядро углерода налетает на мишени.

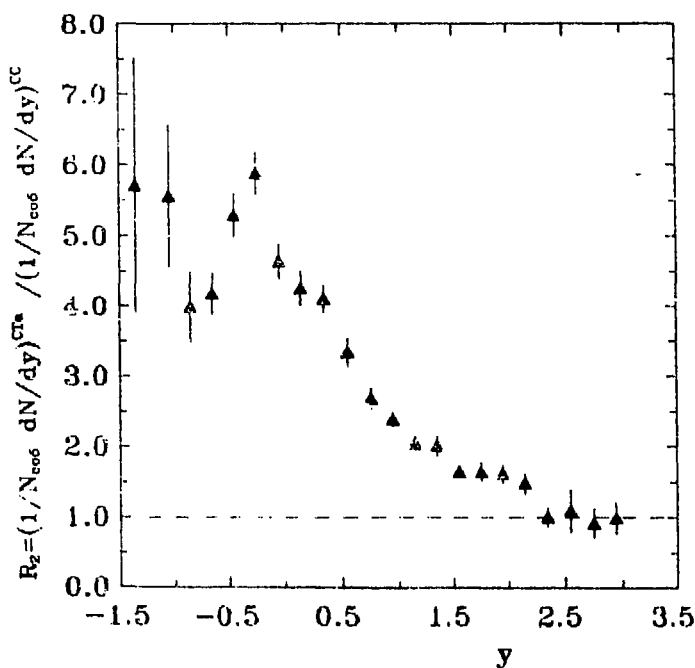


Рис.4. Зависимость R_2 от быстроты

Ранес [10] было показано, что увеличение множественности π^- -мезонов с увеличением атомного веса налетающего ядра в A_p Та-взаимодествиях происходит практически равномерно по всему интервалу быстрот.

СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЬЮ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

Экспериментальные данные, полученные для СТа-взаимодействий, сравнивались с моделью кварк-глюонных струн, адаптированной к энергиям $\sqrt{s} \leq 4$ ГэВ [2]. В качестве источников π^- -мезонов в модели фигурируют Δ^- - и Δ^0 -изобары ρ^- , ρ^0 , ω -, η - и η' -мезоны. Кроме того, в модели часть π^- -мезонов образуется не от распада резонансов, а прямо в адрон-адронных взаимодействиях («прямые» π^- -мезоны). Это могут быть первичные и вторичные NN -соударения ($NN \rightarrow NN\pi$), а также взаимодействия вторичных мезонов с нуклонами ($\pi N \rightarrow \pi\pi N$, $\rho N \rightarrow \pi N$).

Сравнение средних множественностей π^- -мезонов показало, что модель КГС завышает $\langle n_- \rangle$ в 1,5 раза (см. табл.1) по отношению к $\langle n_- \rangle^{\text{эксп.}}$.

Общее представление о степени согласия экспериментальных данных с моделью КГС можно получить из рис.5—8, где показаны нормированные на полное число π^- -мезонов инклюзивные распределения π^- -мезонов по кинематическим переменным для СТа-взаимодействий. Наблюдается заметное различие между экспериментом и КГСМ в импульсных, угловых и быстротных распределениях π^- -мезонов и в средних значениях переменных (см. табл.1). Импульсный спектр π^- в модели мягче, угловое распределение шире. Продолжая сравнение экспериментальных распределений π^- -мезонов с моделью КГС, можно видеть, что расхождение между ними проявляется и в быстротных распределениях для разных интервалов p_t (рис.1). Так что можно говорить лишь о том, что модель КГС качественно воспроизводит форму экспериментальных распределений π^- -мезонов. Вклады π^- -мезонов от различных источников в рассматриваемые интервалы поперечных импульсов для СТа-взаимодействий представлены на рис.9. По модели КГС более 60% π^- -мезонов образуется от распада Δ^- - и Δ^0 -изобар. Особенно большой вклад изобары Δ^- и Δ^0 дают в интервале поперечных импульсов π^- меньше 0,3 ГэВ/с. С ростом p_t роль Δ -изобар уменьшается, и в диапазоне больших p_t ($p_t \geq 0,5$ ГэВ/с) их вклад сокращается до 30%. При

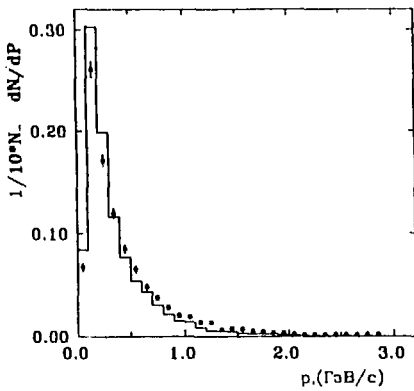


Рис.5. Импульсное распределение π^- -мезонов для СТа-взаимодействий. Точки — экспериментальные данные, гистограмма — КГСМ

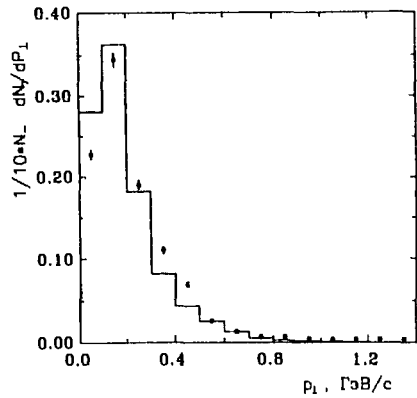


Рис.6. Распределение π^- -мезонов по поперечному импульсу для СТа-взаимодействий. Обозначения, как на рис.5

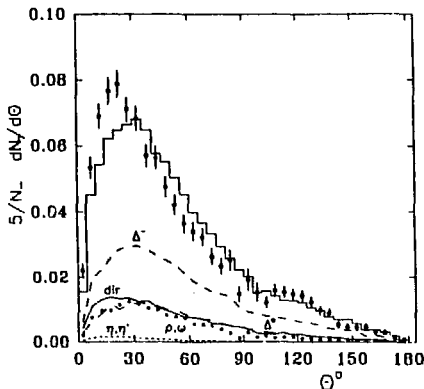


Рис.7. Угловое распределение π^- -мезонов для СТа-взаимодействий. Точки — эксперимент, гистограмма — КГСМ. Кривые — вклад различных источников π^- -мезонов по КГСМ. Δ^0 — (---), η , η' — (···). Другие обозначения, как на рис.1

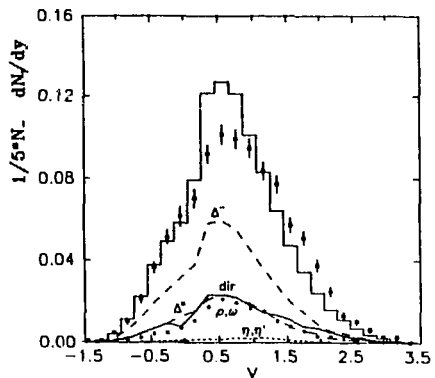


Рис.8. Распределение π^- -мезонов по быстроте для СТа-взаимодействий. Обозначения, как на рис.7

этом несколько увеличивается доля π^- от распада мезонных резонансов (ρ , ω) и существенно возрастает вклад прямых π^- -мезонов (до 50%), см. рис.9. Доля π^- -мезонов от распада η и η' не превышает 2%. Аналогичная картина наблюдалась для π^- -мезонов из (ρ , d , α , С)С-взаимодействий [1]. Быстро-

На рис. 1, 8 показаны распределения π^- -мезонов от различных источников для моделированных СТa-соударений показаны на рис. 1, 8, по которым можно проследить изменение формы этих распределений с величиной p_t . Следует отметить, что максимумы углового (рис. 7) и быстротных распределений π^- -мезонов (рис. 1, 8) из моделированных СТa-событий по положению совпадают с максимумами распределений π^- -мезонов от распада Δ -изобар, и можно думать, что наблюдаемые расхождения между экспериментальными и модельными распределениями связаны с завышенным вкладом Δ -изобар в КГСМ. По модели КГС источником $\sim 80\%$ «прямых» π^- -мезонов служат вторичные мезон-нуклонные взаимодействия [12].

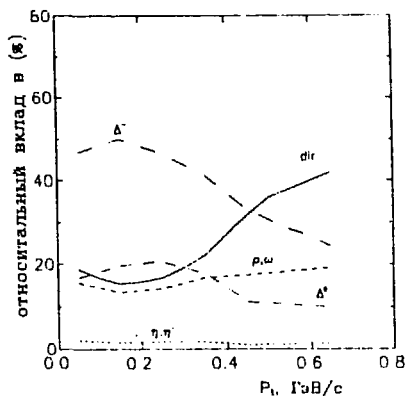


Рис. 9. Относительный вклад источников π^- -мезонов в импульсный спектр (p_t) по КГСМ для СТa-взаимодействий

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование быстротных распределений π^- -мезонов в различных интервалах поперечного импульса для d Ta-, α Ta-, СТa-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Экспериментальные результаты, полученные для СТa-соударений, сравнивались с моделью кварк-глюонных струн [2].

Показано, что по мере увеличения поперечного импульса π^- -мезонов возрастает доля π^- -мезонов в центральной области и сокращается в областях фрагментации сталкивающихся ядер, максимум быстротных распределений смещается к $y_0 = y_{с.ц.м.}$ для нуклон-нуклонных соударений. Форма y -распределений зависит от атомного веса налетающего ядра: с увеличением A_p (от d к C) максимум y -распределений смещается в область больших быстрот, причем в большей степени для $p_t \geq 0,5$ ГэВ/с (см. табл. 2).

Исследовано влияние атомного веса ядра-мишени на форму быстротных распределений π^- -мезонов и распределений по поперечному импульсу. Переход от легкой мишени (C) к тяжелой (Ta) приводит к значительному увеличению относительного выхода π^- -мезонов с малыми поперечными

импульсами ($p_t < 0,2$ ГэВ/с) (рис.2). Если сравнить быстрое распределения π^- с малыми p_t для СТа- и СС-взаимодействий, то можно увидеть (рис.3,а,б) существенное влияние атомного веса ядра мишени на быстрые распределения π^- -мезонов с $p_t < 0,2$ ГэВ/с. Переход к тяжелой мишени приводит к увеличению доли π^- с $p_t < 0,2$ ГэВ/с в области фрагментации ядра-мишени и уменьшению выхода таких π^- в области фрагментации ядра-снаряда. С увеличением p_t π^- -мезонов уменьшается влияние атомного веса ядра-мишени на их быстрые распределения (рис.3,в,г,д). Относительный выход π^- -мезонов с $p_t \geq 0,5$ ГэВ/с не зависит от A_T в широком интервале быстрой (рис.3,д).

Увеличение средней множественности π^- -мезонов (см.табл.1) в СТа-взаимодействиях по сравнению с углерод-углеродными происходит за счет роста $\langle n_- \rangle$ в области фрагментации ядра-мишени (в 4—5 раз) и \sim в 2 раза в центральной области быстрой (рис.4). Явление увеличения доли π^- -мезонов с малыми p_t в pA_T - и A_pA_T -взаимодействиях по сравнению с pp -соударениями и взаимодействиями на более легкой мишени, наблюдавшееся при более высоких энергиях (14—275 ГэВ) [4—8], привлекло внимание многих теоретиков [9]. Успех в описании экспериментальных результатов сопутствовал моделям, учитывающим образование π^- -мезонов через распад Δ -изобар и мезонных резонансов [13—15].

При энергии данного эксперимента $E_0 = 3,36$ А ГэВ хорошее описание зависимости R от p_t при малых поперечных импульсах π^- -мезонов получено по модели КГС, учитывающей рождение π^- через распад Δ -изобар и мезонных резонансов. По модели КГС увеличение относительного выхода π^- -мезонов с $p \leq 0,1$ ГэВ/с в СТа-взаимодействиях происходит за счет увеличения доли π^- -мезонов от распада изобар и в большей степени от распада ρ - и ω -мезонов $\left(\frac{\rho + \omega}{\Delta^0 + \Delta^-} \approx 2 \right)$.

Сравнение экспериментальных данных для СТа-взаимодействий с моделью кварк-глюонных струн показало, что использованный нами вариант КГСМ может претендовать лишь на качественное описание формы инклюзивных распределений π^- -мезонов по кинематическим переменным. В модели КГС существенно завышена (в 1,5 раза) средняя множественность π^- -мезонов для СТа-взаимодействий. Тот факт, что эта модель удов-

летворительно описывает экспериментальные данные, полученные при анализе pC -, dC -, αC -и CC -взаимодействий [1], где роль вторичных процессов невелика, позволяет сделать вывод, что расхождение модели с экспериментом связано с не совсем корректным учетом вторичных взаимодействий частиц в ядре тантала. Вместе с тем, модель КГС [2] хорошо описывает зависимость величины R от поперечного импульса Λ^- -мезонов до 0,5 ГэВ/с (рис.2).

Авторы благодарят С.Ю.Сивоклокова за представление моделированных событий и полезные обсуждения, В.Д.Тонесева — за полезные обсуждения и замечания, участников сотрудничества — за вклад в получение экспериментального материала, лаборантов — за просмотр пленок и измерения событий, Л.А.Ратникову — за помощь в оформлении рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бекмирзасев Р.Н., Кладницкая Е.Н., Шарипова С.А. — Препринт ОИЯИ Р1-93-464, Дубна, 1993; ЯФ, 1995, т.58, вып. 1.
2. Амелин Н.С. и др. — ЯФ, 1990, т.52, вып. 1(7), с.272.
3. Simić L. et al. — Z. Phys. C., 1990, vol.48, p.577.
4. Garbutt D. et al. — Phys. Lett., 1977, vol.B67, p.355.
5. Ahmad S. et al. — Phys. Lett., 1992, vol.B281, p.29.
6. Stachel J. et al. — Nucl. Phys., 1994, vol.A566, p.183c.
7. Röhrich D. et al. — Nucl. Phys., 1994, vol.A566, p.35c.
8. Ströbele H. et al. — Z. Phys., 1988, vol.38, p.89.
9. Simon Gillo J. — Nucl. Phys., 1994, vol.A566, p.175c.
10. Агакишев Г.Н. и др. — ЯФ, 1981, т.34, с.1517.
11. Ивановская И.А. — Сообщение ОИЯИ Р1-91-264, Дубна, 1991.
12. Backović S. et al. — Preprint JINR E1-91-376, Dubna, 1991.
13. Brown G.E. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B253, p.19.
14. Hemmick T.K. — Nucl. Phys., 1994, vol.A566, p.435c.
15. Sollfrank J., Koch R., Heinz U. — Phys. Lett., 1990, vol.B252, p.256.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 сентября 1994 года.