

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

423

P1-88-154

Г.Н.Агакишиев,¹ Д.Армутлийски, И.Н.Ерофеева,²
И.А.Ивановская, Е.Н.Кладницкая, В.С.Мурзин,²
С.Ю.Сивоклоков,² Г.П.Тонеева,² А.П.Чеплаков

**ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК
ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ 4,2 И 10 ГэВ/с
ОТ ЭНЕРГИИ ЛИДИРУЮЩЕЙ ЧАСТИЦЫ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹Институт физики АН АзССР, Баку

²Научно-исследовательский институт ядерной физики
МГУ, Москва

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованиям ядро-ядерных и адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях связан прежде всего с поиском проявлений коллективных свойств ядерной материи, кварк-глюонного состояния ядерного вещества. Вероятность проявления таких эффектов, по-видимому, тем выше, чем больших плотностей энергии удастся достичь. В связи с этим отмечается ^{/1-3/} важность изучения процесса диссипации энергии налетающего адрона при его прохождении через ядро. Изучение этого процесса, так называемой тормозной способности ядерного вещества, позволит определить оптимальную энергию сталкивающихся ядер, необходимую для создания состояний с большой плотностью вещества и энергии. Увеличение энергии может оказаться неэффективным для этой цели, так как при этом увеличивается прозрачность ядер, то есть уменьшается доля энергии, выделившейся внутри ядра. В работе ^{/1/} делается вывод о том, что тормозная способность ядер максимальна при кинетической энергии сталкивающихся ядер $E_{с.ц.м.} = (3 \pm 1)$ ГэВ на нуклон. При больших энергиях эффекты роста длины формирования уменьшают эффективность выделения энергии внутри ядра. Тормозная способность обычно определяется как величина удельных потерь энергии или скорости налетающего адрона, прошедшего через ядро. Таким адроном естественно считать лидирующий адрон. Имеющиеся экспериментальные данные по свойствам лидирующих частиц в адрон-ядерных взаимодействиях получены в основном для ограниченных интервалов углов и импульсов вторичных частиц или для фиксированных значений поперечного импульса ^{/2,4-7/}.

Наиболее полная информация как о лидирующих протонах и нейтронах, так и о характеристиках сопровождающих их частиц, получена в работе ^{/8/}. В этом эксперименте протоны и антипротоны с импульсом 100 ГэВ/с взаимодействовали с мишенями из Mg, Ag и Au, размещенными в водородной пузырьковой камере с внешним спектрометром. Импульс лидирующих протонов измерялся в интервале 14 ± 100 ГэВ/с. Изучены характеристики вторичных частиц в зависимости от величины Δu - потери скорости лидирующего адрона. Сделан вывод о том, что с возрастом потерь энергии лидера растет энергия, уносимая пионами, причем растет их число при практически постоянной средней энергии π -мезонов. Авторы отме-

чают, что потери энергии налетающего протона коррелируют с числом медленных протонов, выбитых из ядра-мишени и, следовательно, с числом нуклонов, с которыми взаимодействует падающий протон. Полученная оценка спектра лидирующих нейтронов не дает указаний на отличие его от спектра лидирующих протонов. Однако данные выводы получены на небольшом количестве событий - ~ 600 pA-взаимодействий на трех мишенях.

В настоящей работе изучается тормозная способность ядер углерода и тантала при импульсах налетающих протонов 4,2 и 10 ГэВ/с. Анализируется зависимость средних множественностей и энергетических характеристик вторичных частиц от энергии, потерянной в ядре налетающим протоном. Сделана оценка удельных потерь энергии быстрого протона в ядре.

В дальнейшем планируется провести аналогичный анализ для взаимодействий легких ядер с этими же ядрами-мишенями.

2. МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Экспериментальный материал получен на основе обработки стереофотографий с двухметровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной протонами с импульсами $P_0 = 4,2$ и 10 ГэВ/с. В рабочем объеме камеры были установлены пластины из тантала. Подробно методические вопросы эксперимента рассмотрены в работах ^{9-11/}.

Для выделения взаимодействий протонов с ядрами углерода из всех зарегистрированных событий в пропане (C_3H_8) использовалась следующая процедура. Считалось, что взаимодействие произошло на ядре углерода, если выполнялось хотя бы одно из условий: 1/ $n_+ - n_- > 2$; 2/ $n'_p > 1$; 3/ $n^b_p > 0$; 4/ $n_- > 1$ для $P_0 = 4,2$ ГэВ/с и $n_- > 2$ для $P_0 = 10$ ГэВ/с; 5/ n_{\pm} - нечетное. Здесь $n_+(n_-)$ - число положительно /отрицательно/ заряженных частиц в событии, n'_p - число идентифицированных /с импульсом $P_{лаб.} < 750$ МэВ/с* протонов, n^b_p - число протонов, вылетающих в заднюю полусферу в лаб. системе, n_{\pm} - число заряженных частиц в событии. Указанные критерии позволяют выделить ~70% событий, ожидаемых в соответствии с известными сечениями взаимодействия протонов с углеродом. Оставшиеся невыделенными pC-вза-

* Нижняя граница импульсов регистрируемых в камере протонов составляет 150 МэВ/с для событий в пропане и 200 МэВ/с для событий в танталовой пластинке.

имодействия представляют собой в основном периферические соударения протонов с квазиподобными нуклонами ядра углерода, близкие по характеристикам к характеристикам pp-взаимодействий. Поэтому оставшиеся события разделялись на pp- и pC-соударения статистически. Зависащие от топологии события веса, с которыми эти события добавлялись к событиям, выделенным по критериям /1/-/5/, определялись на основе известных топологических сечений pp-взаимодействий. Подробно эта процедура описана в ^{12/}. Там же описана процедура выделения упругих pp- и pC-событий. В таблице 1 приведено количество событий, выделенных по критериям /1/-/5/, а также полное число pC- и pTa-взаимодействий.

Таблица 1. Число событий по типам взаимодействий

	pC 4,2 ГэВ/с	pC 10 ГэВ/с	pTa 10 ГэВ/с
Число событий, выделенных по критериям (1-5)	2536	1175	
Суммарное число анализируемых событий	3312	1385	1229
Число событий в группе III1	2354	947	776
Число событий в группе III2	1552	709	449
Число событий в группе III	958	438	459

* События, в которых измерены импульсы всех заряженных частиц.

Идентификация протонов в пропановой камере по ионизации и пробегу с эффективностью ~100% возможна только в интервале импульсов $0,15 \pm 0,5$ ГэВ/с. Поэтому для получения распределений протонов /импульсных, угловых и др./ из распределений однозарядных положительных частиц, куда входят протоны /с примесью дейтронов и тритонов/ и π^+ -мезоны с $P_{лаб.} > 500$ МэВ/с, вычитались распределения π^- -мезонов с $P_{лаб.} > 500$ МэВ/с с коэффициентом, равным отношению чисел π^+ - и π^- -мезонов в области импульсов $P_{лаб.} < 500$ МэВ/с, т.е. считалось, что распределения π^+ - и π^- -мезонов подобны.

Положительная частица с максимальным импульсом в каждом событии считалась протоном /примесь π^+ -мезонов имеется только

в событиях с импульсом лидера $P < 0,4 \cdot P_0$ и не превышает 10%. Для лидирующей частицы определялась величина $u_L = T_L / T_0$, где T_L - кинетическая энергия лидирующего протона, T_0 - кинетическая энергия налетающего протона. Для каждого события также определялась суммарная энергия всех, кроме лидера, заряженных частиц $\Sigma T_{\pm} = \Sigma T_p + \Sigma E_{\pi^{\pm}}$, где ΣT_p - суммарная кинетическая энергия протонов, $\Sigma E_{\pi^{\pm}}$ - суммарная полная энергия π^{\pm} -мезонов. Если суммарная энергия нейтральной системы $T_{X^0} = T_0 - \Sigma T_{\pm} - T_L > 0,6 \cdot T_0$, то считалось, что в этом событии имеется лидирующий нейтрон /события с ЛН/, остальные же события, с $T_{X^0} < 0,6 \cdot T_0$, рассматривались как события с лидирующим протоном /события ЛП1/. В ЛН-событиях величина T_{X^0} содержит энергию как лидирующего нейтрона, так и других нейтральных частиц. Поэтому для сравнения событий с лидирующим нейтроном и лидирующим протоном в одинаковых кинематических условиях из событий ЛП1 была выделена группа взаимодействий ЛП2, в которых суммарная энергия лидирующего протона и нейтральных частиц больше $0,6 \cdot T_0^*$. Количество событий в указанных группах событий приведено в табл.1.

3. СПЕКТРЫ ЛИДИРУЮЩИХ ПРОТОНОВ

На рис.1 приводится диаграмма распределения начальной энергии между лидирующим протоном, остальными заряженными частицами и нейтральной системой в зависимости от доли энергии, уносимой лидирующим протоном в рС-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с /для событий ЛП1/. Часть диаграммы выше заштрихованной области соответствует энергии T_{X^0} уносимой π^0 -мезонами и нейтронами. Оценим долю среди них быстрых нейтронов, возникших от перезарядки протона. Если предположить, что средняя энергия, уносимая π^0 -мезонами $\langle \Sigma E_{\pi^0} \rangle = \frac{1}{2} (\langle \Sigma_{\pi^+} \rangle + \langle \Sigma_{\pi^-} \rangle)$, а средние энергии, уносимые протонами и нейтронами от фрагментации ядра, равны ($\langle \Sigma T_p \rangle = \langle \Sigma T_n \rangle$), то можно оценить энергию, уносимую этими нейтронами и π^0 -мезонами /незаштрихованная часть диаграммы рис.1/. Для событий с $u_L > 0,6$ эта оценка близка к T_{X^0} . Это

* В группу ЛП2 не входят однолучевые события от квазиупругого рассеяния протонов на нуклонах ядра.

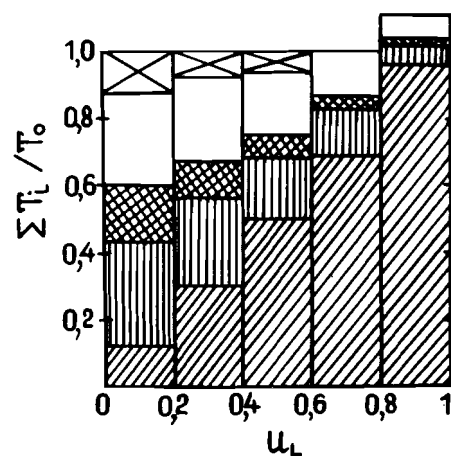


Рис.1. Распределение начальной энергии T_0 между лидирующей частицей / /// /, положительно заряженными частицами / ||| ||| /, отрицательно заряженными / xxxxxx / и оценка доли энергии, уносимой нейтральными частицами / □ / и возможным нейтроном лидером / ⊗ / в зависимости от u_L для ЛП1-событий при 4,2 ГэВ/с.

дает основание считать, что здесь примесь событий с быстрым /лидирующим/ нейтроном пренебрежимо мала. В событиях же с $u_L < 0,4$ эта оценка меньше T_{X^0} на величину,

отмеченную на рис.1 крестом. Естественно считать, что эту часть энергии уносят быстрые нейтроны. Среди событий с $0,2 < u_L < 0,6$ примесь событий с лидирующим нейтроном невелика / < 20%, см.рис.1/. В группе взаимодействий с $u_L < 0,2$ энергии, уносимые протонами и нейтронами-"лидерами", сравнимы между собой. Поскольку эти энергии малы, видимо, не имеет физического смысла определение лидирующего нуклона в этих событиях.

На рис.2 показаны распределения лидирующих протонов по u_L . Точки соответствуют ЛП1-событиям, линии - всем событиям,

т.е. сумме ЛП1- и ЛН-событий. Средние значения долей энергии, уносимых лидирующими протонами в ЛП1-событиях, равны: $\langle u_L \rangle = 0,53 \pm 0,02$ для рС-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с; $0,48 \pm 0,02$ для рС-взаимодействий при 10 ГэВ/с и $0,24 \pm 0,02$ для рТа-взаимодействий при 10 ГэВ/с. Как видно из рис.2, спектр лидирующих протонов существенно зависит от размера ядра-мишени. При взаи-

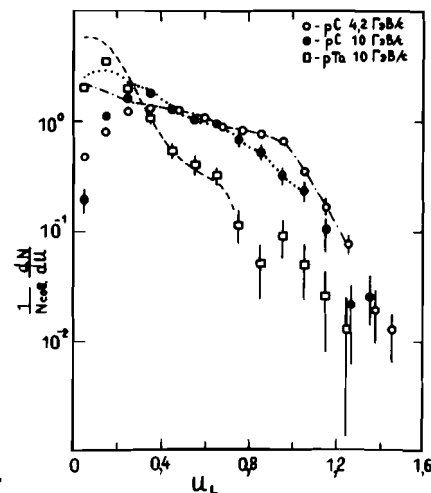


Рис.2. Распределение по u_L для ЛП1-событий /точки/. Линии - распределение для всех /ЛП1+ЛН/ событий.

Таблица 2. Доля событий с данными u_L , среднее значение ΔT и средний заряд Q в этих событиях

A_1	P_0 , ГэВ/с	$u_L > 0,8$	$0,6 < u_L < 0,8$	$0,4 < u_L < 0,6$	$0,2 < u_L < 0,4$	$u_L < 0,2$
$N(u_L)$ $N_{\text{сод.}}$	C	4,2	0,19±0,01	0,16±0,01	0,24±0,01	0,26±0,01
	C	10	0,13±0,01	0,17±0,02	0,23±0,02	0,34±0,02
	Ta	10	0,020±0,005	0,04±0,01	0,09±0,01	0,30±0,02
$\langle \Delta T \rangle$	C	4,2	-	1,03±0,02	1,70±0,02	2,35±0,02
	C	10	-	2,8±0,1	4,6±0,1	6,30±0,05
	Ta	10	-	2,9±0,1	4,6±0,1	6,48±0,05
$\langle Q \rangle$	C	4,2	1,80±0,06	2,21±0,07	2,42±0,07	3,0±0,1
	C	10	2,6±0,2	2,5±0,2	2,6±0,2	3,1±0,1
	Ta	10	2,4±0,6	2,6±0,5	3,3±0,5	5,0±0,3

модействии с танталом примерно в 50% случаев протон теряет более 80% своей начальной энергии, тогда как в pC-взаимодействиях при том же первичном импульсе доля таких событий лишь около 13% /см.табл.2/. Для ядра углерода с увеличением импульса налетающего протона от 4 до 10 ГэВ/с наблюдается смягчение спектра лидирующих протонов по u_L . Наличие частиц с $u_L > 1$, т.е. с $T_L > T_0$, объясняется как физическими причинами /фермидвижение нуклонов в ядре, коллективные эффекты/, так и методическими эффектами-погрешностями при определении импульсов частиц, которые довольно велики при больших значениях импульса $\langle \frac{\Delta P}{P} \rangle \approx 0,20$ для импульсов $P_{\text{наб.}} > 4$ ГэВ/с ^{/13/}.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ pA-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ ЛИДИРУЮЩЕГО ПРОТОНА

Если считать лидирующий протон начальным протоном, потерявшим часть своей энергии при прохождении через ядро, то энергия, выделившаяся в ядре, равна $\Delta T = T_0 - T_L$. В табл.2 даны доли событий в указанных интервалах u_L и значения $\langle \Delta T \rangle$ в этих событиях*, а также значения среднего суммарного заряда вторичных частиц, определенного как $\langle Q \rangle = \langle n_+ \rangle - \langle n_- \rangle$. Для pA-взаимодействий $\langle Q \rangle = \langle \nu_p \rangle + 1$, где $\langle \nu_p \rangle$ - среднее число провзаимодействовавших протонов из ядра-мишени. Как видно из табл.2, $\langle Q \rangle$ растет с увеличением ΔT , причем на тяжелой мишени быстрее, чем на легкой, при том же начальном импульсе. Подобная зависимость от A наблюдается и при больших энергиях ^{/8/}.

На рис.3 и рис.4 показаны зависимости от ΔT средних множественностей всех заряженных частиц $\langle n_{\pm} \rangle$ и π^- -мезонов $\langle n_- \rangle$, а также средних энергий $\langle E_- \rangle$ π^- -мезонов и средних кинетических энергий протонов $\langle T_p \rangle$ с импульсами $P_{\text{наб.}} > 300$ МэВ/с /протоны с импульсами $P_{\text{наб.}} < 300$ МэВ/с являются, в основном, спектаторами ядра-мишени/. Наличие легкого ¹²C и тяжелого ¹⁸¹Ta ядра-мишени и двух начальных энергий 3,37 и 9,0 ГэВ позволяет оценить зависимости анализируемых характеристик от массы ядра-мишени и энергии налетающей частицы. Из рис.3а видно, что средняя множественность π^- -мезонов практически линейно растет с ΔT . На 1 ГэВ энергии, потерянной в ядре налетающим протоном, образуется $\sim 0,25$ π^- -мезона. Причем эта величина в пределах

* Значения ΔT для $u_L > 0,8$ не приводятся из-за плохой точности измерения импульса лидера и, следовательно, определения ΔT .

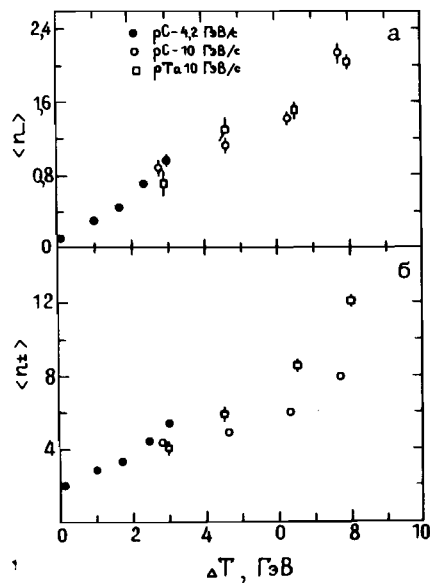


Рис.4. Зависимость средних энергий π^- -мезонов /а/ и протонов с импульсом $P_{\text{наб.}} > 300$ МэВ/с /б/ от ΔT .

ошибок не зависит ни от начальной энергии, ни от размеров ядра-мишени. Для множественности всех заряженных частиц /рис.3б/ наблюдаются различия для одних и тех же значений ΔT : на тяжелом ядре при достаточно больших значениях ΔT /больше 4 ГэВ/ образуется больше заряженных частиц, чем на легком. Средние же энергии $\langle E_{\pi^-} \rangle$ и $\langle E_p \rangle$ уменьшаются с ростом атомного номера мишени, что, очевидно, связано с каскадным перерасеянием частиц в ядре. Близость значений $\langle n_{\pm} \rangle$ и $\langle n_{\mp} \rangle$, $\langle E_{\pi^-} \rangle$ и $\langle E_p \rangle$ при $\Delta T \approx 3$ ГэВ в рС- и рТа-событиях при 10 ГэВ/с можно объяснить периферичностью этих событий. В случае же рС-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с события с $\Delta T \approx 3$ ГэВ являются уже не периферическими, а центральными, что и приводит к увеличению $\langle n_{\pm} \rangle$ и уменьшению $\langle E_{\pi^-} \rangle$ по сравнению с рС-взаимодействиями при 10 ГэВ/с при том же значении ΔT .

Рис.3. Зависимость средней множественности π^- -мезонов /а/ и средней множественности заряженных частиц /б/ от выделившейся в ядре энергии ΔT .

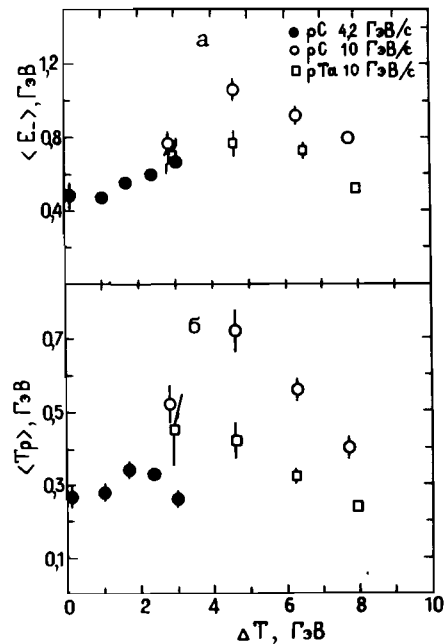


Таблица 3. Средние доли начальной энергии T_0 , переданные в заряженные частицы ($\langle \alpha_{\pm} \rangle$) и π^- -мезоны ($\langle \alpha_{\pi^-} \rangle$) и средние доли выделившейся в ядре энергии ΔT , переданные в заряженные частицы ($\langle \epsilon_{\pm} \rangle$) и π^- -мезоны ($\langle \epsilon_{\pi^-} \rangle$) в зависимости от U_L .

	A_{\pm}	P_0 , ГэВ/с	$U_L > 0,8$	$0,6 < U_L < 0,8$	$0,4 < U_L < 0,6$	$0,2 < U_L < 0,4$	$U_L < 0,2$
$\langle \alpha_{\pm} \rangle$	С	4,2	$0,08 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,01$	$0,37 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,01$
	С	10	$0,11 \pm 0,02$	$0,18 \pm 0,02$	$0,29 \pm 0,02$	$0,34 \pm 0,02$	$0,41 \pm 0,02$
	Та	10	$0,10 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,02$	$0,27 \pm 0,02$	$0,35 \pm 0,01$	$0,46 \pm 0,01$
$\langle \alpha_{\pi^-} \rangle$	С	4,2	$0,013 \pm 0,003$	$0,039 \pm 0,005$	$0,07 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,01$
	С	10	$0,036 \pm 0,005$	$0,073 \pm 0,007$	$0,13 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,01$
	Та	10	$0,04 \pm 0,01$	$0,06 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,01$
$\langle \epsilon_{\pm} \rangle$	С	4,2	-	$0,56 \pm 0,02$	$0,50 \pm 0,02$	$0,53 \pm 0,02$	$0,54 \pm 0,01$
	С	10	-	$0,58 \pm 0,03$	$0,57 \pm 0,02$	$0,48 \pm 0,02$	$0,48 \pm 0,02$
	Та	10	-	$0,47 \pm 0,06$	$0,53 \pm 0,04$	$0,49 \pm 0,02$	$0,52 \pm 0,02$
$\langle \epsilon_{\pi^-} \rangle$	С	4,2	-	$0,13 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,01$
	С	10	-	$0,23 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,02$	$0,22 \pm 0,01$
	Та	10	-	$0,17 \pm 0,04$	$0,20 \pm 0,04$	$0,17 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,02$

В табл.3 приводятся значения средних парциальных коэффициентов неупругости $\langle a_{\pm} \rangle = \frac{\langle \Sigma T_{\pm} \rangle}{T_0}$ и $\langle a_{-} \rangle = \frac{\langle \Sigma E_{-} \rangle}{T_0}$ в зависимости

от u_L . В той же таблице приведены значения средних долей выделившейся в ядре энергии ΔT , затраченной на образование заряженных частиц, $\langle \epsilon_{\pm} \rangle = \frac{\langle \Sigma T_{\pm} \rangle}{\Delta T}$ и отдельно - на образование π^- -мезонов, $\langle \epsilon_{-} \rangle = \frac{\langle \Sigma E_{-} \rangle}{\Delta T}$. Значения $\langle a_{\pm} \rangle$ и $\langle a_{-} \rangle$ растут с уменьшением

энергии лидера, причем быстрее при 4,2 ГэВ/с, чем при 10 ГэВ/с. Величины $\langle a_{\pm} \rangle$ и $\langle a_{-} \rangle$ в пределах ошибок не зависят от атомного номера ядра-мишени, кроме событий с $u_L < 0,2$. Средняя доля ΔT , перешедшая в энергию заряженных частиц - $\langle \epsilon_{\pm} \rangle$, остается во всех процессах приблизительно одинаковой - на уровне $0,5 \pm 0,6$ от ΔT . Из этого следует, что доля энергии, затраченной на образование нейтральных частиц, остается также постоянной - на уровне $0,4 \pm 0,5$ от ΔT . Доля выделившейся энергии, унесенная π^- -мезонами $\langle \epsilon_{-} \rangle$, при 4,2 ГэВ/с несколько возрастает с уменьшением u_L , а при 10 ГэВ/с практически не зависит от u_L .

5. СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОБЫТИЙ С ЛИДИРУЮЩИМ ПРОТОНОМ И ЛИДИРУЮЩИМ НЕЙТРОНОМ

В п.2 описана процедура выделения событий с лидирующим нейтроном /ЛН-события/ и соответствующих им по условиям отбора событий с лидирующим протоном /ЛП2-события/. На рис.5 светлыми точками показано распределение по доле энергии, уносимой нейтральными частицами $u_{x^0} = T_{x^0} / T_0$ для ЛН-событий. Черные точки соответствуют распределению по аналогичной по смыслу

величине $u_{x^0} = \frac{(T_{x^0} + T_L)}{T_0}$ для ЛП1-событий. Область $u_{x^0} > 0,6$

соответствует области отбора ЛН- и ЛП2-событий. Видно, что распределения по u_{x^0} для ЛН- и ЛП2-событий близки. Это дает основания предположить, что спектры лидирующих протонов в ЛП2 и лидирующих нейтронов в ЛН-событиях также близки, как для рС- /рис.5а, б/, так и для рТа-взаимодействий /рис.5в/. Пунктирной линией на рис.5 показан спектр лидирующих протонов в ЛП1-событиях, крестиками - в ЛП2-событиях.

В табл.4 приведены характеристики ЛН и ЛП2-событий. Количество рС-взаимодействий с протоном и нейтроном-лидером находится в разумном согласии со значением вероятности перезаряд-

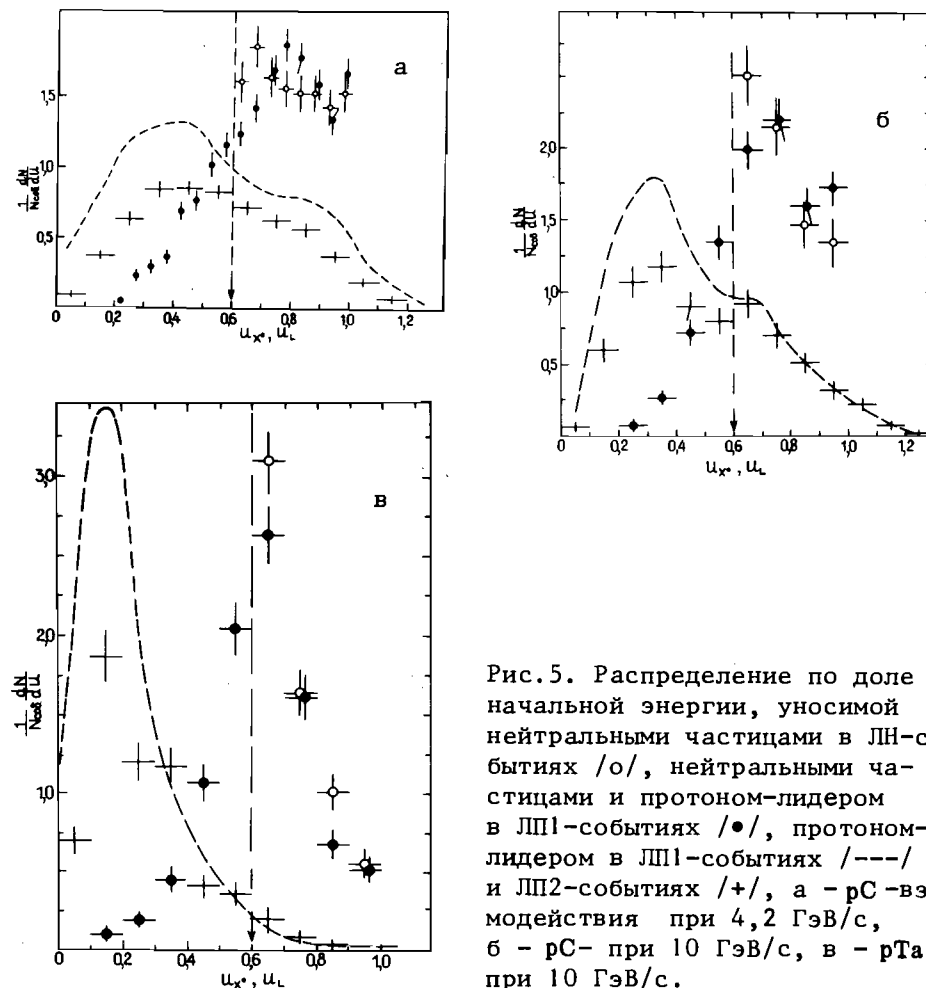


Рис.5. Распределение по доле начальной энергии, уносимой нейтральными частицами в ЛН-событиях /о/, нейтральными частицами и протоном-лидером в ЛП1-событиях /•/, протоном-лидером в ЛП1-событиях /---/ и ЛП2-событиях /+/, а - рС-взаимодействия при 4,2 ГэВ/с, б - рС- при 10 ГэВ/с, в - рТа- при 10 ГэВ/с.

ки $K_{p \rightarrow n} \sim 0,33^{15/}$. Вторичные взаимодействия в тяжелом ядре (Та) сдвигают соотношение между числом событий с лидирующим протоном и нейтроном к единице.

Как следует из табл.4, суммарный заряд $\langle Q \rangle = \langle n_{+} \rangle - \langle n_{-} \rangle$ в событиях ЛН и ЛП2 совпадает в пределах ошибок. Так как $\langle Q \rangle$ равно среднему числу участвующих во взаимодействии протонов /т.н. "протонов-участников"/, то это совпадение говорит об одинаковом отклике ядра-мишени в событиях с протоном и нейтроном-лидером. Так, в рС-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с из ядра углерода участвует в среднем 1,5 протона, при 10 ГэВ/с - 2 протона, при 10 ГэВ/с из танталовой мишени - около 5 протонов.

Таблица 4. Характеристики событий с нейтроном-лидером и протоном-лидером

N соб.	4,2 ГэВ/с		10 ГэВ/с		10 ГэВ/с	
	п-лидер	р-лидер	п-лидер	р-лидер	п-лидер	р-лидер
	958	1552	438	709	453	449
$\langle n_{\pm} \rangle$	2,72 \pm 0,05	3,32 \pm 0,04	4,4 \pm 0,1	4,8 \pm 0,1	8,1 \pm 0,3	9,3 \pm 0,2
$\langle n_{-} \rangle$	0,12 \pm 0,01	0,34 \pm 0,02	0,76 \pm 0,04	1,01 \pm 0,03	1,04 \pm 0,05	1,49 \pm 0,06
$\langle Q \rangle$	2,48 \pm 0,06	2,64 \pm 0,06	2,9 \pm 0,1	2,8 \pm 0,1	6,0 \pm 0,3	6,3 \pm 0,3
$\langle T \rangle$, ГэВ	0,24 \pm 0,01	0,21 \pm 0,01	0,45 \pm 0,02	0,35 \pm 0,02	0,24 \pm 0,01	0,22 \pm 0,01
$\langle E \rangle$, ГэВ	0,37 \pm 0,02	0,42 \pm 0,01	0,65 \pm 0,03	0,74 \pm 0,02	0,66 \pm 0,04	0,76 \pm 0,04
$\langle \alpha_{\pm} \rangle$	0,21 \pm 0,01	0,20 \pm 0,01	0,29 \pm 0,01	0,21 \pm 0,01	0,26 \pm 0,01	0,28 \pm 0,01
$\langle \alpha_{-} \rangle$	0,013 \pm 0,002	0,041 \pm 0,003	0,052 \pm 0,005	0,081 \pm 0,005	0,053 \pm 0,003	0,086 \pm 0,003

При равенстве $\langle Q \rangle$ наблюдается различие в значениях $\langle n_{\pm} \rangle$ и $\langle n_{-} \rangle$. Для объяснения этого различия в каналах с лидирующим нейтроном и протоном необходимо принять во внимание малую множественность рождающихся вторичных пионов /как правило, один или два/ при наших энергиях.

Простые соображения, вытекающие из закона сохранения заряда, показывают, что при $n_{\pi_{\pm}} = 1$ в событиях с лидирующим нейтроном (pp или $pd \rightarrow p_L N \pi$) отрицательные пионы не рождаются, тогда как в реакции с лидирующим протоном ($pp \rightarrow p_L N \pi$) такое рождение возможно. Аналогично в каналах с рождением двух пионов рождение отрицательных пионов статистически более вероятно в случае лидирующего протона. По этой же причине коэффициент для π^- -мезонов $\langle \alpha_{-} \rangle$ существенно меньше в событиях с лидирующим нейтроном. Другие характеристики ($\langle \alpha_{\pm} \rangle$, $\langle E_{-} \rangle$, $\langle T_p \rangle$) мало отличаются для событий с протоном-лидером и нейтроном-лидером.

6. ТОРМОЗНАЯ СПОСОБНОСТЬ ЯДЕР С И Та

В предположении, что вся энергия, потерянная первичным протоном $\Delta T = T_0 - T_L$, выделяется внутри ядра, можно оценить средние удельные потери энергии лидирующего адрона: $\langle \frac{dE}{dx} \rangle =$

$$= \frac{\langle \Delta T \rangle}{l_A}, \text{ где } l_A - \text{средний путь, проходимый лидирующим нуклоном}$$

внутри ядра. Для оценок примем, что l_A равно средней хорде ядра:

$$l_A = \frac{4}{3} R_A.$$

На периферии ядра, однако, идут процессы с малой передачей энергии /квазиупругие/, поэтому в качестве R_A взят радиус, на котором плотность ядра достигает значения $\rho = 0,75 \rho_0^{1/4}$. Здесь ρ_0 - плотность нуклонов в центре ядра. Для ядра углерода получим $R_C(\rho > 0,75 \rho_0) = 1,9$ фм, для Та $R_{Ta} = 5,7$ фм. Соответственно $l_C = 2,5$ фм, $l_{Ta} = 7,6$ фм. Полученные при этих предположениях оценки удельных потерь приведены в табл.5. Допустим, что вся энергия, потерянная налетающей частицей в ядре, локализуется в "первый момент" в трубке вдоль пути частицы, и примем, как в ^{14/}, размер сечения трубки равным $\sigma = \sigma_{in}^{NN} = 3$ фм². Тогда можно получить верхнюю оценку значения

$$\text{объемной плотности энергии } \frac{dE}{dv} = \frac{1}{s} \cdot \langle \frac{dE}{dx} \rangle. \text{ Полученные оценки}$$

также приводятся в табл.5.

Таблица 5. Средние удельные потери энергии налетающего протона

	pC 4,2 ГэВ/с	pC, 10 ГэВ/с	pTa, 10 ГэВ/с
$\langle l_A \rangle$, фм	2,5	2,5	7,6
$\langle \Delta T \rangle$ ГэВ	1,6	4,4	6,7
$\langle \frac{dE}{dx} \rangle$, ГэВ/фм	0,6	1,7	0,9
$\langle \frac{dE}{dv} \rangle$, ГэВ/фм ³	0,2	0,6	0,8

Как следует из приведенных данных, на одной и той же мишени (¹²C) удельные потери энергии растут с ростом начального импульса от 4 до 10 ГэВ/с, т.е. $\frac{dE}{dx} \sim E$. Такая зависимость приводит к тому, что на более длинном пути частицы в тяжелом ядре тантала среднее значение $\frac{dE}{dx}$ оказывается меньше, чем на ядре углерода.

Полученные верхние оценки объемной плотности энергии достаточно далеки от возможной границы фазового перехода в кварк-глюонное состояние ядерного вещества, ожидаемое при $\frac{dE}{dv} \sim 2 \div 4$ ГэВ/фм³ /16/.

Отметим, что в работе /14/ получена оценка для pTa-взаимодействий при 400 ГэВ: $\frac{dE}{dx} \approx 1,2$ ГэВ/фм.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ pC- и pTa-взаимодействий при 4,2 и 10 ГэВ/с показал, что спектры лидирующих протонов по переменной u_L мало зависят от начальной энергии в pC-столкновениях, но резко смягчаются при переходе к тяжелой мишени. Средние множественности $\langle n_{\pm} \rangle$, $\langle n_{-} \rangle$ увеличиваются с ростом выделившейся в ядре энергии ΔT , причем $\langle n_{-} \rangle$ возрастает пропорционально ΔT . Средние энергии π^- -мезонов и протонов от фрагментации ядра-мишени слабее зависят от ΔT . При $\Delta T > 4$ ГэВ $\langle E_{-} \rangle$ и $\langle T_p \rangle$ убывают с ростом ΔT . Таким образом, выделившаяся в ядре энергия идет в основном на увеличение множественности вторичных частиц. При этом доля ΔT , перешедшая в энергию заряженных частиц $\langle \epsilon_{\pm} \rangle$, остается примерно одинаковой /0,5±0,6/ для всех рассмотренных реакций. При фиксированном ΔT средняя множественность $\langle n_{-} \rangle$ не зависит от атомного номера ядра-мишени и начальной энергии.

В событиях с лидирующим нейтроном множественность и средняя энергия π^- -мезонов меньше, чем в событиях с лидирующим протоном, при этом средние суммарные заряды в этих событиях совпадают. Средние удельные потери энергии налетающего протона увеличиваются с ростом начальной энергии, но уменьшаются с ростом атомного номера ядра-мишени.

Авторы выражают благодарность Л.Н.Смирновой за полезные обсуждения, участникам сотрудничества за получение экспериментального материала, также лаборантам, принимавшим участие в обработке снимков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Date S. et al. - Phys.Rev.D., 1985, v.32, p.619.
2. Nakai K. - Nucl.Phys.A, 1984, v.418, p.163.
En'yo H. et al. - Phys.Lett.B, 1985, v.159, p.1.
3. Lissauer D. - Nucl.Phys.A, 1987, v.461, N1-2, p.93.
4. Bailey R. et al. - Z.Phys.C., 1985, v.29, p.1.
5. Barton D.S. et al. - Phys.Rev.D., 1983, v.27, p.2580.
6. Rensberg L.P. Preprint BNL-36012, 1984.
7. Eichten T. et al. - Nucl.Phys.B, 1972, v.44, p.333.
8. Toothacker W.S. et al. - Phys.Lett.B, 1987, v.197, p.295.
9. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979.
10. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
11. Гаспарян А.Н. и др. ОИЯИ, 1-80-778, Дубна, 1980.
12. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, 1-83-662, Дубна, 1983.
13. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, P1-86-263, Дубна, 1986; ЯФ, 1987, т.45, вып.4, с.1047.
14. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. Препринт ИТЭФ 86-86, Москва, 1986.
15. Flaminio V. et al. CERN-HERA 84-01, Compilation on Cross-Section, 1984.
16. Барц Х.В., Кэмпфер Б., Лукач Б. - ЭЧАЯ, 1987, т.18, вып.6, с.1234.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 марта 1988 года.