86-263

ЛЭНИ

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р1-86-263

МНОЖЕСТВЕННОСТИ, ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРОТОНОВ И ЛЕГКИХ ЯДЕР (d, ^{4}He, ^{12}C) С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН

Сотрудничество: Алма-Ата - Баку - Белград - Бухарест - Варна - Варшава - Дубна - Ереван - Кишинев - Лейпциг - Москва - Прага - Самарканд - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

Д.Армутлийски, Е.Богданович, А.П.Гаспарян, В.Г.Гришин, Л.А.Диденко, И.А.Ивановская, К.Й.Йовчев, Т.Канарек, Е.Н.Кладницкая, Д.К.Копылова, В.Б.Любимов, Г.М.Манева, В.Ф.Никитина, М.И.Соловьев, П.П.Темников, Р.Тогоо, В.Д.Тонеев, А.П.Чеплаков
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.Х.Виницкий, М.И.Избасаров, И.Я.Часников
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

О.Б.Абдинов, Г.Н.Агакишиев, Р.Р.Мехтиев
Институт физики АН АзССР, Баку

С.Бацкович, С.Драндаревич, Д.Крпич, Л.Рак, Л.Симич
Институт физики, Университет, Белград

Е.Балеа, О.Балеа, В.Болдеа, С.Дица, Т.Понта
Центральный институт физики, Бухарест

С.Прокопиева
Высший машинно-электротехнический институт, Варна

Е.Биалковска
Варшавский университет

Г.Р.Гулканян, З.А.Киракосян, С.А.Корчагин, И.М.Равинович, М.Чубарян
Ереванский физический институт

К.К.Гудима
Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

Ю.П.Келоглу
Кишиневский государственный университет

Е.Бартке, М.Ковальски
Институт ядерной физики, Краков

К.Хансген
Лейпцигский университет

И.Н.Ерофеева, Н.Н.Мельникова, В.С.Мурзин, В.М.Попова, С.Ю.Сивоклоков, А.Н.Соломин, Г.П.Тонеева, Л.М.Щеглова
Научно-исследовательский институт ядерной физики и физфак МГУ, Москва

И.Долейши, З.Трка, Я.Тркова
Карлов университет, Прага

Р.Н.Бекмирзаев, Ф.А.Исматова, М.М.Муминов, И.Суванов, С.А.Шарипова, У.Д.Шеркулов
Самаркандский государственный университет

Н.Ангелов, Н.Ахабабян, Л.Грекова, П.Керачев, П.К.Марков, Х.Семерджиев
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики,
Высший машинно-энергетический институт, Софи[illegible]

С.О.Едгоров, Ш.В.Ин[illegible], А.Т.Кабилова, А.А.Юлдашев, Б.С.Юлдашев
Физико-технический [illegible]т АН УзССР, Т[illegible]кент

Н.С.Амаглобели, Н.[illegible]лашвили, М.А.[illegible], З.В.Метревели, Ю.В.Тевзадзе, М.В.Топуридзе
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Ц.Баатар, Ц.Батсайхан, Д.Тувдендорж, Г.Шарху
Институт физики и математики МАН, Улан-Батор

ВВЕДЕНИЕ

Исследованию ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях уделяется все большее внимание. Это связано прежде всего с поиском эффектов многонуклонных взаимодействий, коллективных свойств ядерной материи, проявлений кварковых степеней свободы. Экспериментальное обнаружение подобного рода эффектов невозможно без понимания механизма взаимодействия, без детального изучения характеристик процессов множественного рождения в ядро-ядерных соударениях. В частности, представляют интерес данные, касающиеся вторичных протонов, которые характеризуют динамику процесса столкновения релятивистских ядер, отклик ядерной системы на внесенное возмущение.

К настоящему времени накоплен довольно большой экспериментальный материал по взаимодействиям релятивистских ядер с ядрами. Инклюзивные распределения барионов из неупругих и центральных ядро-ядерных взаимодействий получены в широком диапазоне масс сталкивающихся ядер при энергиях Бэвалака [1-7].

На дубненском синхрофазотроне интенсивно исследовались и продолжают исследоваться распределения протонов из областей фрагментации ядра-мишени [8-14] и ядра-снаряда [15-17]. Большой цикл исследований процессов фрагментации протонов в адрон-ядерных взаимодействиях выполнен на ускорителе ИТЭФ (см., например, работы [18] и ссылки в них). Существует ряд публикаций с результатами изучения взаимодействий легких ядер с ядрами эмульсии (см., например, работы [19-25]).

Целью проводимого нами исследования является анализ множественностей, импульсных и угловых распределений протонов во взаимодействиях легких ядер (p , d , α , C) с ядрами углерода, а также изучение зависимостей этих характеристик от атомного веса налетающего ядра. Для выяснения роли последовательных нуклон-нуклонных взаимодействий в сталкивающихся ядрах экспериментальные результаты сравниваются с расчётами по дубненскому варианту каскадной модели [26,27].

Эта работа продолжает цикл исследований одночастичных (инклюзивных) характеристик вторичных частиц во взаимодействиях легких ядер с ядрами углерода и тантала. Результаты анализа инклюзивных распределений π^-- мезонов во взаимодействиях протонов, дейтронов, α -частиц и ядер углерода с углеродом и танталом опубликованы в [28-33], а π^--мезонов и протонов в многонуклонных CC-соударениях - в [34].

МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для анализа были использованы стереофотографии, полученные при облучении двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ прото-

Объединенный институт ядерных исследований БИБЛИОТЕКА

нами, дейтронами, ядрами ^4He и ^{12}C с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. Подробно методические вопросы эксперимента рассмотрены в работах /35-37/.

Взаимодействия первичных ядер с ядром углерода нужно было выделить из всех взаимодействий в пропане (C_3H_8). Считалось, что взаимодействие произошло на ядре углерода, если выполнялось хотя бы одно из следующих условий:

1) $(n_+ - n_-) > (Z_A + 1)$; 2) $n'_p > 1$; 3) $n^b_p > 0$;
4) $n_- > 1$ для pC - событий ($\sigma^{(n-)}_{pp} > 1$ <0,3% от σ^{in}_{pp}); $n_- > 2$ для dC-, αC- и CC - событий;
5) n_{+-} - нечетное для pC-и dC - событий;
6) $m_t = \sum(E_i - P^{\parallel}_i) > 1,1 m_p$. Здесь $n_+(n_-)$ - число положительных (отрицательных) частиц в событии; Z_A - заряд налетающего ядра A; n'_p - число медленных ($P_{p\,лаб} < 0,75$ ГэВ/с) протонов в событии; n^b_p -число протонов, вылетающих в заднюю полусферу в лаб. системе; n_{+-} -число заряженных частиц в событии; m_t - т.н. масса мишени; m_p - масса протона; E_i, $P^{\parallel}_i$ - энергия и продольный импульс i -й частицы, суммирования идёт по всем заряженным частицам, кроме стриппинговых фрагментов. Применение 6-го критерия в дополнение к пяти, использованным ранее /38/, позволило выделить 96-98% (вместо 70-80%) всех взаимодействий с ядром углерода, которые ожидаются в соответствии с известными сечениями взаимодействий легких ядер с углеродом /30,38/. Число событий, выделенных по критериям (1-6), для исследуемых типов взаимодействий приведено в таблице 1. Там же дается число событий с поправкой на эффективность просмотра. При просмотре теряются в основном одно- и двухлучевые события /38/.

В пропановой пузырьковой камере протоны достаточно надежно идентифицируются по ионизации и пробегу лишь в интервале импульсов 0,15-0,5 ГэВ/с. Протоны с $P_{лаб.} < 0,15$ ГэВ/с имеют пробег меньше 2 мм и в большинстве своем не видны на снимке. Так как во взаимодействиях изотопически-симметричных ядер (dC, αC, CC) образуется одинаковое число π^+ и π^- - мезонов, то число протонов определялось из соотношения $n_p = n^+_{Z=1} - n_{\pi^+}$ ($P_{\pi^+} < 0,5$ ГэВ/с) $- n_{\pi^-}$ ($P_{\pi^-} > 0,5$ ГэВ/с), где $n^+_{Z=1}$ - число однозарядных положительных частиц. Следует отметить, что в число n_p входят дейтроны (d) и тритоны (t). По различным оценкам, их примесь среди всех однозарядных фрагментов составляет не более 10-15% /1,6,11/. Доля d и t среди тяжелых однозарядных частиц определялась нами по ионизации в интервале импульсов от 1 до 2 ГэВ/с, а их доля среди однозарядных стриппинговых фрагментов в αC-и CC - взаимодействиях определялась по импульсному спектру в лаб. системе. В первом случае примесь d и t составляла 5-7%, в зависимости от типа взаимодействия, во втором - 30-40%.

Для pC - столкновений n_p определялось из соотношения $n_p = n^+_{Z=1} - 1,7 n_{\pi^-}$, которое справедливо в предположении, что $(\langle n_{\pi^+}\rangle / \langle n_{\pi^-}\rangle)^{pC} = (\langle n_{\pi^+}\rangle / \langle n_{\pi^-}\rangle)^{pN}$, здесь N обозначает нуклон (p или n). Сделанное предположение вполне реально, поскольку во взаимодействии протонов с ядром углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон мала роль вторичных процессов с рождением π -мезонов. Так, $\langle n_{\pi^-}\rangle^{pN} = 0,30 \pm 0,01$ /39/, а $\langle n_{\pi^-}\rangle^{pC} = 0,33 \pm 0,02$ /29/. Представленные в работе импульсные и угловые распределения протонов для dC-, αC- и CC - соударений получены следующим образом: из распределений однозарядных положительных частиц, куда входят протоны (с примесью d и t) и π^+ - мезоны с импульсом $P_{лаб.} > 0,5$ ГэВ/с, вычитались распределения π^--мезонов с $P_{лаб.} > 0,5$ ГэВ/с, при этом всем пионам приписывалась протонная масса. Здесь использован тот факт, что во взаимодействиях изотопически-симметричных ядер распределения π^+ и π^- - мезонов совпадают. Заметим, что доля неидентифицированных π^+ - мезонов составляет менее 10% от числа протонов. При получении импульсных и угловых распределений протонов для pC-взаимодействий тоже использована процедура вычитания: из распределений положительных однозарядных частиц (без π^+- мезонов с $P_{лаб.} <$ <0,5 ГэВ/с) вычитались распределения π^--мезонов с $P_{лаб.} > 0,5$ ГэВ/с с коэффициентом 1,7, поскольку мы приняли $\langle n_{\pi^+}\rangle^{pC} = 1,7 \langle n_{\pi^-}\rangle^{pC}$. При этом предполагалось, что в pC - соударениях спектры π^+- и π^-- мезонов с $P_{лаб.} > 0,5$ ГэВ/с подобны. Фактически спектр π^+ - мезонов несколько жестче, чем π^- - мезонов /29/.

Ошибки в определении импульсов и углов вторичных однозарядных частиц с $P_{лаб.} > 0,3$ ГэВ/с составляют $\langle \frac{\Delta P_{лаб.}}{P_{лаб.}} \rangle = 11\%$ и $\langle \Delta \Theta_{лаб.} \rangle = 0,8^\circ$.

КАСКАДНАЯ МОДЕЛЬ, ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ПРИ АНАЛИЗЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Каскадная модель описывает ядро-ядерное взаимодействие на микроскопическом уровне, сводя его к серии последовательных столкновений между частицами. Общей математической основой подхода служит релятивистское уравнение Больцмана. Однако существует несколько конкретных модельных реализаций такого подхода. Мы использовали дубненский вариант каскадной модели (ДКМ), отличительные особенности которого следующие /26,27/.

Каждое из сталкивающихся ядер рассматривается как газ точечных нуклонов, движущихся в потенциальной яме (т.е. нуклоны ядра связаны). Учтены диффузность распределения плотности нуклонов и ядерного потенциала, а также корреляции между нуклонами ядра в основном состоянии (относительное расстояние между двумя любыми ядерными нуклонами больше 2 r_c, где r_c - радиус керна нуклона).

Использование аппроксимаций [40] для экспериментальных данных по упругим и неупругим γN- и NN - столкновениям позволяет включить в рассмотрение конечное состояние с любым числом частиц, которое совместимо с законами сохранения. Существенное повышение точности аппроксимации достигнуто путем выделения трехчастичного канала, реализующегося, в основном, через образование изобары. Изобара учтена лишь кинематически, т.е. предполагается её мгновенный развал в ядре. В ДКМ включен также канал поглощения пионов парой ядерных нуклонов.

При прослеживании методом Монте-Карло временной эволюции системы из двух взаимодействующих ядер учтено локальное обеднение плотности ядерных нуклонов за счёт внутриядерных столкновений. Этот эффект обусловливает взаимозависимость каскадов, инициируемых в ядре-мишени (снаряде) отдельными нуклонами ядра-снаряда (мишени). При каждом внутриядерном взаимодействии требуется выполнение принципа Паули и законов сохранения энергии - импульса.

Путем использования динамического принципа коалесценции нуклонов ДКМ распространена на случай эмиссии каскадных составных частиц (дейтронов, ядер ^3H, ^3He и ^4He) [26,27]. Важность этого процесса возрастает с увеличением массы сталкивающихся ядер.

Поведение возбужденных ядер (как снаряда, так и мишени), оставшихся после завершения каскадной стадии, описывается также методом Монте-Карло в рамках равновесной статистической теории ("испарительное" приближение). Система с $A \leq 4$ и возбуждением выше энергии связи нуклона, по предположению, развалиается на отдельные нуклоны с разными абсолютными значениями импульса.

Остальные детали модели можно найти в [26,27].

Банк моделированных событий, составляющий примерно от II,5 тыс. до I7,5 тыс. "звезд" для каждой комбинации сталкивающихся ядер, был записан на магнитную ленту и обработан по тем же программам, что и экспериментальный материал. Этот же банк моделированных "звезд" был нами использован ранее при анализе характеристик пионной компоненты [29] и свойств многочастичных ядро-ядерных взаимодействий [34]. Следует заметить, что при сравнении с экспериментальными результатами к моделированным событиям применялись те же условия "регистрации" и "идентификации" протонов, что и в эксперименте.

МНОЖЕСТВЕННОСТИ ПРОТОНОВ

Для исследуемых ядро-ядерных взаимодействий определены средние множественности вторичных протонов (с примесью дейтронов и тритонов) с $P_{лаб.} > 0,I5$ ГэВ/с - n_p. Кроме того, были выделены отдельные группы протонов: стриппинговые протоны, или протоны -спектаторы ядра-снаряда, с 3 ГэВ/с $< P_{лаб.} <$ 5,5 ГэВ/с и $\theta_{лаб.} < 3^o$ для dC и $P_{лаб.} >$ 3 ГэВ/с, $\theta_{лаб.} < 4^o$ для αC-и CC -соударений, медленные протоны с $P_{лаб.} <$ 0,3 ГэВ/с, которые являются в основном спектаторами ядра-мишени, остальные протоны названы протонами -участниками. Для каждой указанной выше группы определены средние множественности протонов $\langle n_p^{CT} \rangle$, $\langle n_p^{M} \rangle$, $\langle n_p^{yr} \rangle$ соответственно (см. табл.2)[x]. Следует заметить, что определение спектаторного протона (d , t) в силу ряда неопределенностей не совсем однозначно. Упругое рассеяние нуклонов из налетающего ядра на нуклонах ядра - мишени, дифракционная диссоциация ядер-снарядов, упругая перезарядка нейтронов в протоны дают вклад в импульсные и угловые распределения, характерные для спектаторных частиц. Такого рода "фон" в стриппинговой области оценен нами только для dC - взаимодействий по данным для pC-событий. При определении $\langle n_p^{CT} \rangle^{dC}$ предполагалось, что половина dC - событий, потерянных при просмотре (см.табл.I), содержит стриппинговый протон. При определении средних множественностей протонов вводились поправки на потерю протонов, вылетающих под большим углом к плоскости фотографирования. Поправки составили 2-3% для $\langle n_p^{yr} \rangle$ и I0-20% для $\langle n_p^{M} \rangle$ в зависимости от типа ядра-снаряда. Из таблицы 2 видно, что с увеличением массового числа ядра-снаряда $\langle n_p^{yr} \rangle$ возрастает. В исследованиях ядро-ядерных взаимодействий часто используется параметризация зависимости средних множественностей частиц от атомного веса налетающего ядра в виде

$$\langle n \rangle = a_0 A^{a_1}. \qquad (1)$$

В работе [25], например, показано, что такая аппроксимация адекватно отражает истинную зависимость множественностей b-, g- и S - частиц от атомного веса ядра-снаряда во взаимодействиях легких ядер (A=I-I6) с ядрами фотоэмульсии. При этом показатель степени a_1, в (I) различен для средних множественностей b-, g- и S - частиц (a_1^b =0,076± 0,0I6, a_1^g =0,32±0,02 и a_1^S = =0,63±0,0I). В нашем случае зависимость $\langle n_p^{M} \rangle$ от A тоже слабая (см. табл.3 и рис.I). Средняя множественность протонов с 0,3 ГэВ/с $<$ $< P_{лаб.} <$ I ГэВ/с (этот интервал по $P_{лаб.}$ примерно соответствует g -частицам в фотоэмульсионной терминологии) растет как $\sim A^{0,24}$. Средняя множественность самых быстрых протонов $P_{лаб.} >$ I ГэВ/с аппроксимируется функцией (I) с параметрами, приведенными в табл.3 (A изменяется от 2 до I2) (см.рис.I). На рис.I показана также зави-

---

[x] Значения $\langle n_p^{yr} \rangle$ в таблице 2 меньше $\langle n_p^{yr} \rangle$, приведенных в [33], т.к. там в число dC-, αC-и CC - взаимодействий не вошли 20-25% периферических взаимодействий.

Таблица I. Число событий

	pC	dC	αC	CC
N соб., выделенных по критериям	2742	4756	I975	3342
N соб. с поправкой	2886	5404	2079	3445

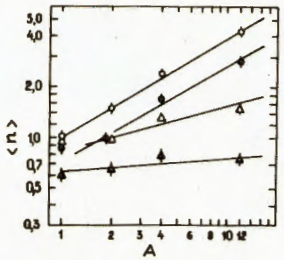

Рис. I. Зависимость средней множественности протонов от атомного веса налетающего ядра: • – протонов с $p > I$ ГэВ/с, Δ – с $0,3 < p < I$ ГэВ/с, ▲ – с $p < 0,3$ ГэВ/с; o – средняя множественность провзаимодействовавших нуклонов из ядра – снаряда.

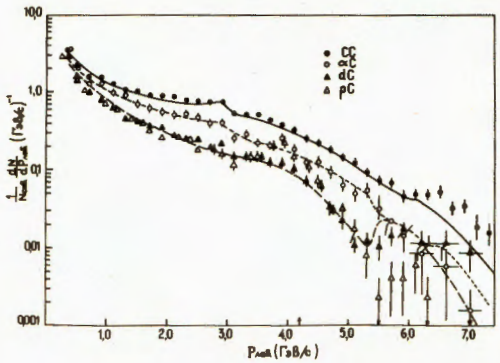

Рис. 2. Импульсные спектры протонов-участников, нормированные на число событий, для CC (•)-, αC (o)-, dC (▲)- и pC (Δ) – взаимодействий (эксперимент); линии ———, - - - - -, — — — – ДКМ для CC-, αC- и dC-взаимодействий соответственно с учетом экспериментальных ошибок.

Таблица 2. Средние множественности протонов в неупругих ядро-ядерных взаимодействиях

	pC	dC	αC	CC
$\langle n_p \rangle$ эксп.	2,44±0,II	2,85±0,05	4,46±0,06	6,23±0,08
$\langle n_p^{уг} \rangle$ эксп.	I,83±0,I0	I,95±0,08	3,06±0,I0	4,30±0,I0
ДКМ	I,79±0,0I	I,97±0,0I	2,83±0,02	4,I2±0,03
$\langle n_p^{ст} \rangle$ эксп.		0,25±0,05	0,60±0,05	I,I8±0,05
			0,63±0,03 /I5/	I,I2±0,04 /I9/
ДКМ		0,35±0,02	0,75±0,04	I,96±0,05
$\langle n_p^{м} \rangle$	0,6I±0,04	0,65±0,04	0,80±0,06	0,75±0,04
			0,65±0,03 /I5/	

симость от A среднего числа нуклонов из ядер d, α и C, участвующих во взаимодействиях с ядром углерода, $\langle\nu\rangle$. Показатель степени a_1 близок к величине 2/3, ожидаемой для соударений легких ядер с более тяжелыми. Из рис.I видно, что зависимости среднего числа протонов с $P_{лаб.} > I$ ГэВ/с и $\langle\nu\rangle$ от A имеют одинаковый характер, в то время как средняя множественность протонов с $0,3 < P_{лаб.} < I$ ГэВ/с, которые являются в большинстве своим фрагментами мишени, зависит от A слабее.

Средние множественности однозарядных фрагментов $\langle n_p^{ст}\rangle$ (табл.2) и фрагментов с $z \geqslant 2$ возрастают с увеличением A, это указывает на то, что всё большая доля нуклонов из первичного ядра не участвует во взаимодействии с углеродной мишенью. Определенное нами значение $\langle n_p^{ст}\rangle_{\alpha C}$ для αC - событий в пределах ошибок совпадает с $\langle n_p^{ст}\rangle_{\alpha C}$, полученным на спектрометре СКМ-200 /I5/, а $\langle n_p^{ст}\rangle^{CC}$ - с $\langle n_p^{ст}\rangle$, полученным в работе /I9/ для взаимодействий ядер углерода с группой легких ядер (C , N , O) в эмульсии. Величина $\langle n_p^{ст}\rangle^{pC}$=I,83±0,I0 превышает среднюю множественность протонов в pp ($\langle n_p\rangle$ =I,3) /39/ и np ($\langle n_p\rangle$ =I) - взаимодействиях, характеризуя тем самым немалую роль вторичных взаимодействий в выбивании протонов из ядра углерода. Средние множественности протонов - участников, полученные в ДКМ, находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями (табл.2). Модель адекватно воспроизводит A - зависимости средних множественностей протонов с $P_{лаб.} > I$ ГэВ/с и протонов с $0,3 < P_{лаб.} < I$ ГэВ/с (см.табл.3). A-зависимость $\langle\nu\rangle$ в ДКМ несколько слабее (табл.3) экспериментальной. Аналогичный результат получается в модели многократного рассеяния /4I/ для того же набора сталкивающихся ядер (табл.3). Расхождение с ДКМ в среднем числе стриппинговых фрагментов отражает некорректность использованного в модели "испарительного" механизма девозбуждения ядер, т.е. неприменимость модели испарения к описанию поведения легкого остаточного ядра при высоком возбуждении.

ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ

Спектры протонов - участников в лаб.системе для pC-, dC-, αC- и CC-взаимодействий показаны на рис.2. Видно, что значительную долю составляют относительно медленные протоны ($P_{лаб.} < I$ ГэВ/с). Эта доля меняется от ~ 50% в dC- до ~ 35% в CC - взаимодействиях. Выше I ГэВ/с распределения становятся более пологими и тем сильнее, чем тяжелее ядро-снаряд. В спектре протонов из pC-взаимодействий виден пик при ~ 4 ГэВ/с от квазиупругого рассеяния протонов на нуклонах ядра углерода. В спектрах протонов (рис.2) наблюдается высокоимпульсная часть (> 4 ГэВ/с), которая составляет (3±I)% от числа про-

Таблица 3. Параметры аппроксимации зависимости средних множественностей от атомного веса ядра-снаряда функцией $\langle n\rangle = a_0 A^{a_1}$

Средние множественности		a_0	a_1	Интервал A
n_p	эксп.	0,82±0,02	0,24±0,0I	2-I2
$0,3 < P_{лаб.} < I$ ГэВ/с	ДКМ	0,85±0,0I	0,26±0,0I	2-I2
n_p	эксп.	0,72±0,02	0,56±0,0I	2-I2
$P_{лаб.} > I$ ГэВ/с	ДКМ	0,65±0,0I	0,55±0,0I	2-I2
$\langle n_p^M\rangle$		0,6I±0,02	0,094±0,004	I-I2
$\langle\nu\rangle$	эксп.	I,00±0,05	0,59±0,0I	I-I2
	ДКМ	0,90±0,05	0,56±0,0I	2-I2
	ММР /4I/	0,90±0,06	0,55±0,0I	2-I2

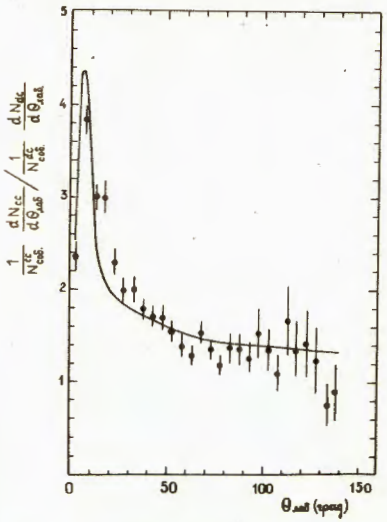

Рис. 3. Отношение распределений протонов-участников по $\theta_{лаб.}$ (нормированных на число событий) в CC- и dC-взаимодействиях (•), сплошная линия - результат расчета по ДКМ.

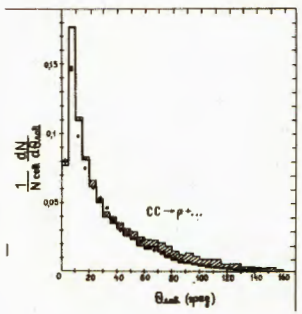

Рис. 4. Распределение протонов-участников по $\theta_{лаб.}$ (нормированное на число событий) для CC - взаимодействий. Гистограмма - эксперимент, • - результат расчета по ДКМ. Заштрихованная область относится к протонам с $p < 0,3$ ГэВ/с.

тонов в pC - и (10±1)% в CC - взаимодействиях. Появление в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях протонов с импульсом, превышающим импульс нуклона в налетающем ядре, может быть обусловлено как физическими причинами (ферми-движением нуклонов в ядрах, взаимодействием нуклонов с мультибарионными кластерами в ядре [42-45]), так и методическими погрешностями. В частности, погрешности в определении импульсов протонов ($\langle \Delta p/p \rangle$ =(13±1)% для $P_{лаб.} > 4$ ГэВ/с) приводят к некоторому смещению спектра протонов в сторону больших значений импульсов. Так, измерение импульсов первичных протонов с $P_{лаб.}$ = =(4,18±0,02) ГэВ/с [36], претерпевших взаимодействие в эффективном объеме камеры [36], приводит к распределению по $P_{лаб.}$ в границах от 3 до 6 ГэВ/с с дисперсией D =0,65 ГэВ/с. Часть спектра с $P_{лаб.} > 6$ ГэВ/с составляют, по-видимому, дейтроны, которые могли образоваться как от коалесценции протонов и нейтронов с близкими импульсами, так и от реакций типа $dN \to dX$, в которых дейтрон сохраняется как целое. В дальнейшем для корректного сравнения экспериментальных результатов с предсказаниями ДКМ использовались распределения, полученные в модели с учётом измерительных ошибок (см. кривые на рис.2). Масштаб изменений можно представить по следующим данным: в αC - взаимодействиях по ДКМ доля протонов с $P_{лаб.} > 4$ ГэВ/с равна 1,7% до учёта экспериментальных ошибок и составляет 2,8% после их введения. Для CC - соударений это 6,5% и 8,7% соответственно. Из рис.2 видно, что спектры протонов из dC, αC- и CC - взаимодействий хорошо воспроизводятся моделью с учётом экспериментальных погрешностей в определении импульсов протонов. Наблюдаемое для CC - событий расхождение в области $P_{лаб.} > 6$ ГэВ/с, возможно, обусловлено вкладом дейтронов из реакций, которые не учтены в модели, например $dN \to dX$. Спектр протонов для pC - взаимодействий по ДКМ (не показан на рис.2) удовлетворительно согласуется с экспериментальным. При переходе от dC - к CC-соударениям спектры протонов становятся более жесткими и, как следствие этого, возрастает средний импульс протонов в лаб. системе. Эта особенность проявляется как в экспериментальных данных, так и в расчётах (см. табл.4)[x].

С увеличением массы ядра-снаряда растет доля протонов-участников, вылетающих под малыми углами 10-40° (рис.3), т.е. усиливается

[x] В таблице 4 приведены два набора средних значений, полученных по ДКМ:

1) строго по ДКМ,
2) по ДКМ с учётом экспериментальных погрешностей (приведены в скобках).

Таблица 4. Средние значения импульсных и угловых характеристик протонов

Тип взаимодействия		$\langle P_{лаб.} \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle P_\perp \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle Y_{лаб.} \rangle$	$\langle \cos\theta^*_{NN} \rangle$	$\langle \theta_{лаб.} \rangle$ (град)
pC	эксп.	1,44±0,06	0,463±0,010	0,81±0,03	-0,31±0,03	38,2±1,0
	ДКМ	1,294±0,006	0,459±0,003	0,751±0,004	-0,392±0,004	38,6±0,2
dC	эксп.	1,50±0,04	0,466±0,007	0,79±0,02	-0,32±0,02	38,0±0,07
	ДКМ	1,328±0,005 (1,370)	0,444±0,002 (0,458)	0,749±0,004 (0,767)	-0,397±0,004	37,8±0,2
αC	эксп.	1,63±0,04	0,525±0,007	0,89±0,02	-0,23±0,02	34,7±0,5
	ДКМ	1,563±0,007 (1,627)	0,470±0,002 (0,493)	0,911±0,004 (0,920)	-0,183±0,004	33,1±0,02
CC	эксп.	2,00±0,03	0,510±0,003	1,08±0,02	-0,02±0,02	28,1±0,4
	ДКМ	1,745±0,006 (1,813)	0,470±0,002 (0,490)	0,991±0,003 (1,012)	-0,042±0,024	30,6±0,2

Таблица 5. Параметры, полученные при аппроксимации распределений протонов по $P_\perp^2$ двумя экспонентами

	A_1 (ГэВ/с)$^{-2}$	B_1 (ГэВ/с)$^{-2}$	A_2 (ГэВ/с)$^{-2}$	B_2 (ГэВ/с)$^{-2}$	χ^2 ст.св.
dC	11,4±1,4	9,3±1,0	2,6±0,4	2,6±0,1	0,80
αC	14,2±1,7	8,0±0,9	3,4±0,4	2,0±0,1	0,74
CC	14,0±0,3	5,4±0,2	3,3±0,5	1,9±0,1	2,3

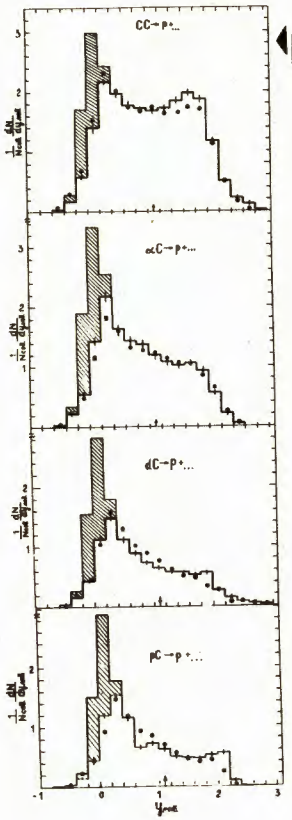

Рис. 5. Нормированные на число событий распределения протонов-участников для pC-, dC-, αC- и CC - взаимодействий по продольной быстроте. Обозначения те же, что и на рис.4.

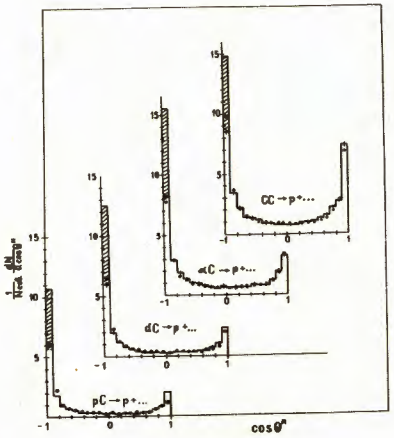

Рис. 6. Нормированные на число событий распределения протонов-участников для pC-, dC-, αC- и CC-взаимодействий по $\cos\theta^*_{NN}$. Обозначения те же, что на рис.4.

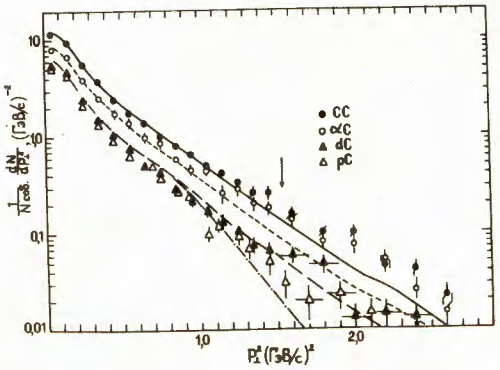

Рис. 7. Нормированные на число событий распределения протонов-участников по $p_\perp^2$ для CC (●)-, αC (○)-, dC (▲)- и pC (△) - взаимодействий. Линии ——, - - -, — — — ДКМ для CC-, αC- и dC-взаимодействий соответственно с учетом экспериментальных ошибок; —·—·— ДКМ без учета экспериментальных ошибок. Стрелка указывает кинематическую границу для NN-взаимодействий.

направленность потока вторичных протонов, в результате уменьшается значение $\langle\theta_{лаб}\rangle^{CC}$ по сравнению с $\langle\theta_{лаб}\rangle^{dC}$ (см.табл.4). Отношение среднего числа протонов - участников из CC - взаимодействий к $\langle n_p^{уч}\rangle^{dC}$ в пределах ошибок не зависит от угла вылета в интервале 50^0-130^0 и равно 1,4 ± 0,2. Отмеченные особенности угловых распределений наблюдаются и для моделированных событий (рис.3, сплошная кривая). Для примера на рис.4 показано угловое распределение протонов для CC-взаимодействий.

Влияние ядра-снаряда в AC- столкновениях на распределения протонов-участников по быстроте можно видеть на рис.5. Заштрихованные области соответствуют вкладу протонов с $P_{лаб.} < 0,3$ ГэВ/с. В pC -взаимодействиях наблюдается избыток протонов в области фрагментации ядра-мишени, по которому можно судить о роли вторичных процессов в ядре углерода. По мере увеличения атомного веса ядра-снаряда растет вклад протонов в центральную область и область фрагментации налетающего ядра, пока распределение по $y_{лаб.}$ не становится симметричным относительно $y_{лаб.}$ =1,1 для CC - взаимодействий. При этом незначительно меняется средняя множественность протонов в области фрагментации ядра-мишени. Распределения протонов - участников по $y_{лаб.}$ в основном удовлетворительно воспроизводятся в ДКМ (рис.5). Изменение $\langle y_{лаб.}\rangle$ с увеличением атомного номера налетающего ядра можно видеть в таблице 4.

Распределения протонов из (p , d, α, C) C - взаимодействий по $\cos\theta^*_{NN}$ в системе центра масс нуклон-нуклон показаны на рис.6. Заштрихованные области характеризуют распределения зарегистрированных протонов с $P_{лаб.} < 0,3$ ГэВ/с, т.е. в основном испарительных протонов из углеродной мишени. Из рис.6 видно, что для pC-, dC- и αC-соударений распределения протонов-участников по $\cos\theta^*_{NN}$ асимметричны с превышением числа протонов в задней полусфере. Это результат преобладающей роли ядра-мишени в испускании протонов. Распределение протонов по $\cos\theta^*_{NN}$ становится симметричным относительно $\cos\theta^*_{NN}$ =0 для CC - взаимодействий (симметричная комбинация сталкивающихся ядер) с явно выраженными пиками в интервалах $0,9<|\cos\theta^*_{NN}|<1$, характерными для угловых распределений протонов в элементарных pp-взаимодействиях. В частности, по нашим данным, отношение

$$R = \frac{\langle n_p^{уч}\rangle\,(0,9 < \cos\theta^*_{NN} < 1)}{\langle n_p^{уч}\rangle\,(0 < \cos\theta^*_{NN} < 0,1)}$$

для CC - соударений $R_{CC}^{эксп}$ =9,5±0,7, а для pp $R_{pp}^{эксп}$ =11,5±2,5. Экспериментальные распределения протонов по $\cos\theta^*_{NN}$ удовлетворительно согласуются с расчётами по ДКМ (рис.6). Значение $R_{CC}^{ДКМ}$ =10,4±0,3. Отбор протонов - участников в моделированных CC-взаимодействиях по

экспериментальным критериям приводит к небольшой асимметрии распределений по $Y_{лаб.}$ относительно $Y_{лаб.}=1,1$ и по $\cos\theta^*_{NN}$ относительно $\cos\theta^*_{NN}=0$.

Распределения протонов по квадрату поперечного импульса показаны на рис.7. Видно, что с увеличением массы ядра-снаряда увеличивается доля протонов с большими $P_\perp$. Аппроксимация распределений по $P_\perp^2$ функцией вида $\frac{1}{N}\frac{dN}{dp_\perp^2} = A_1\exp(-B_1p_\perp^2) + A_2\exp(-B_2p_\perp^2)$ в интервале $0,1<P_\perp^2\leq 1,7$ (ГэВ/с)^2 для dC- и в интервале $0,1< P_\perp^2\leq 2,7$ (ГэВ/с)^2 для αC- и CC - соударений дала значения параметров, приведенные в таблице 5. Значения параметров B_1 и B_2 уменьшаются по мере увеличения атомного веса ядра-снаряда, поскольку растет доля протонов с большими поперечными импульсами. При этом параметр B_2 в пределах ошибок одинаков для αC-и CC-соударений, что указывает на одинаковый механизм, приводящий к образованию протонов с $P_\perp>1$ ГэВ/с в αC-и CC - соударениях. Распределение протонов по $P_\perp^2$ для dC -взаимодействий совпадает в пределах ошибок с соответствующим распределением для pC - соударений, что отражает слабую связь нуклонов в дейтроне. Сравнение распределений протонов по $P_\perp^2$ с расчётами по ДКМ показывает расхождение в области $P_\perp^2>1,2$ (ГэВ/с)^2 для αC-и $P_\perp^2>1,8$ (ГэВ/с)^2 для CC-взаимодействий (рис.7).

Наблюдаемая в эксперименте доля частиц с $P_\perp>1$ ГэВ/с составляет $(5,4\pm0,5)\%$ в dC-, $(8,1\pm0,8)\%$ в αC- и $(7,3\pm0,7)\%$ в CC- взаимодействиях. Эти доли по ДКМ без учёта экспериментальных ошибок в определении $P_{лаб.}$ составляют 2,5% в dC-, 3,5% в αC- и 3 % в CC - соударениях, с учётом ошибок - 4,3 %, 5,0% и 4,7 % соответственно в dC-, αC-и CC - соударениях. Средние поперечные импульсы протонов возрастают примерно на 10% с увеличением атомного номера налетающего ядра. Для моделированных событий зависимость $\langle P_\perp^p\rangle$ от A более слабая. Обращает на себя внимание превышение $\langle P_\perp^p\rangle^{\alpha C}$ над $\langle P_\perp^p\rangle^{CC}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована зависимость множественности, импульсных и угловых распределений протонов от массы ядра-снаряда во взаимодействиях протонов, дейтронов, α - частиц и ядер углерода с углеродной мишенью. Установлено, что с увеличением атомного номера ядра-снаряда от 2 до 12:

1. Среднее число протонов, участвующих во взаимодействиях, растет, причем среднее число протонов с $P_{лаб.}>1$ ГэВ/с растет как $A^{0,56\pm0,1}$, а $\langle n_p\rangle$ с $0,3<P<1$ ГэВ/с растет как $A^{0,24\pm0,1}$;

2. Возрастает доля протонов, вылетающих под малыми углами, $\langle\theta_{лаб}\rangle$ уменьшается;

3. Импульсные спектры протонов становятся более жесткими, $\langle P_{лаб}\rangle$ увеличивается;

4. Наблюдается примерно 10-процентное увеличение среднего поперечного импульса протонов.

Множественность протонов - участников и распределение их по кинематическим переменным в pC - взаимодействиях близки к $\langle n_p^{уч}\rangle$ и соответствующим распределениям для dC - соударений. Эти тенденции в поведении множественностей и инклюзивных распределений протонов удовлетворительно описываются моделью внутриядерного каскада (ДКМ).

Обнаруженное расхождение на "хвостах" распределений по $P_{лаб.}$ и $P_\perp^2$ в αC-и CC - событиях, по-видимому, указывает на необходимость учёта в ДКМ взаимодействия частиц с внутриядерными кластерами нуклонов. Качественно к такому же эффекту может привести учёт конечности времени жизни изобары в ядре. Превышение теоретических оценок множественности стриппинговых протонов в случае CC-соударений отражает ограниченную применимость использованной испарительной модели для описания девозбуждения легких ядерных систем.

Авторы выражают благодарность Ю.М.Шабельскому за полезные обсуждения, лаборантам всех участвующих в сотрудничестве институтов за просмотр пленок и измерение событий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nagamiya S. et al. Phys. Rev. C, 1981, v.24, p.971.
2. Manko V.I., Nagamiya S. Nucl. Phys. A, 1982, v.384, p.475.
3. Gutbrod H.H. et al. Phys. Lett., 1983, v.127B, p.317.
4. Gustafsson H.A. et al. Phys. Lett., 1984, v.142 B, p.141.
5. Brockmann R. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, v.53, p.2012.
6. Malfliet R. et al. Phys. Rev. C, 1985, v.31, p.1275.
7. Anderson L. et al. Phys. Rev. C, 1983, v.28, p.1224.
8. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.3, с.949.
9. Адьясевич Б.П. и др. ЯФ, 1983, т.36, с.14.
10. Адьясевич Б.П. и др. ЯФ, 1984, т.40, с.495.
11. Adyasevich B.P. et al. IAE-3973/2, Moscow, 1984; IAE-4148/2, Moscow, 1985.
12. Adyasevich B.P. et al. Phys. Lett., 1984, v.142B, p.245; Phys. Lett., 1985, v.161B, p.55.
13. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, 1-83-616, Дубна, 1983; ЯФ, 1984, т.40, с.489.
14. Anikina M.Kh. et al. JINR, E1-80-673, Dubna, 1980; ЯФ, 1981, т.33, с.1568.
15. Abdurakhimov et al. JINR, E1-12730, Dubna, 1979; E1-80-598, Dubna, 1980; Nucl. Phys. A., 1981, v.362, p.376.
16. Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, 1-80-244, Дубна, 1980; ОИЯИ, Р1-85-149, Дубна, 1985.
17. Ableev V.G. et al. Nucl. Phys. A, 1983, v.393, p.491.
18. Баюков Ю.Д. ЯФ, 1983, т.37, с.344; ЯФ, 1985, т.42, с.185.
19. Бондаренко Р.А. и др. ЯФ, 1983, т.38, с.1483.

20. Адамович М.И. и др. ЯФ,1979,т.29,с.105.
21. Антончик В.А. и др. ЯФ,1979,т.29,с.117.
22. Антончик В.А. и др. ЯФ,1981,т.33,с.737.
23. Богданов В.Г. и др. ЯФ,1983,т.38,с.1493.
24. Богданов В.Г. и др. ОИЯИ,1-83-908,Дубна,1983.
25. Антончик В.А. и др. ЯФ,1984,т.39,с.1228;
ЯФ,1984,т.40,с.752.
26. Гудима К.К.,Тонеев В.Д. ЯФ,1978,т.27,с.669.
27. Gudima K.K., Toneev V.D. Nucl. Phys. A, 1983, v.400, p.173.
28. Ангелов Н. и др.ОИЯИ,Р1-12281,Дубна,1979;
ЯФ,1979,т.30,с.1590.
29. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ,Р1-84-35,Дубна,1984;
ЯФ,1984,т.40,с.1209; JINR,E1-84-321,
Dubna, 1984; Zeit.Phys.C, 1985,v.27,p.177.
30. Ангелов Н. и др. ОИЯИ,Р1-80-473,Дубна,1980;
ЯФ,1981,т.33,с.1046.
31. Angelov N. et al. Zeit. Phys. C, 1980, v.5, p.1.
32. Ангелов Н. и др. ОИЯИ,Р1-81-176,Дубна,1981;
ЯФ,1981,т.34,с.1517.
33. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ,Р1-84-551,Дубна,1984;
ЯФ,1985,т.41,с.1562;
JINR,E1-84-321, Dubna, 1984.
34. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ,Р1-82-536,Дубна,1982;
ЯФ,1983,т.38,с.152;
Zeit. Phys. C, 1983, v.16, p.307.
35. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ,1-12114,Дубна,1979.
36. Ангелов Н. и др. ОИЯИ,1-12424,Дубна,1979.
37. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ,1-80-778,Дубна,1980.
38. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ,1-83-662,Дубна,1983.
39. Flaminio V. et al. Compilation of Cross Section, p and $\tilde{p}$
Induced Reactions. CERN-HERA, Geneva, 1979.
40. Барашенков В.С.,Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, 1972,Москва.
41. Shabelsky Yu.M. Acta Phys. Pol.,1979, v.B10, p.1049.
42. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ,1978,т.28,с.1005.
43. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ,1978,т.27,с.1027.
44. Арефьев А.В. и др. ЯФ,1979,т.23,с.410.
45. Ворожцов И.А. и др. ИТЭФ,№ 85,1983,№ 144,1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1986 года.

Армутлийски Д. и др. Р1-86-263

Множественности, импульсные и угловые распределения протонов во взаимодействиях протонов и легких ядер /$\bar{d}$, ^{4}He, ^{12}C / с ядрами углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон

Исследовались множественность, импульсные и угловые характеристики протонов во взаимодействиях легких ядер /p, d, α, C/ с ядром углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Показано, что средняя множественность протонов растет с увеличением массы ядра-снаряда, причем A-зависимость множественности быстрых протонов сильнее, чем медленных. Анализируются импульсные и угловые распределения протонов в исследуемых взаимодействиях. Экспериментальные данные удовлетворительно описываются каскадной моделью /дубненский вариант/.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Armutlijski D. et al. P1-86-263

Multiplicity, Momentum and Angular Distributions of Protons in the Interactions of Light Nuclei with Carbon Nuclei at 4.2 GeV/c per Nucleon

Multiplicity, momentum and angular characteristics of protons in the inetarctions of light nuclei with carbon nucleus at 4.2 GeV/c per nucleon have been investigated. It is shown that the average multiplicity grows with the increase of the mass of projectile nucleus. The A-dependence of fast protons multiplicity is stronger than that of slow ones. Momentum and angular distributions of protons are being analysed in the interactions under study. Experimental data are rather well described by the cascade model (Dubna's version).

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986