

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-86-520

ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОНОВ

С ИМПУЛЬСАМИ 0,2-0,5 ГЭВ/С,

ВЫЛЕТАЮЩИХ НАЗАД В Л.С.,

В $\bar{p}A$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГЭВ/С

Сотрудничество "РИСК"

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

П.П.Габуня, А.К.Джавришвили, А.Б.Иванова, Э.Ш.Иорамшвили,
Т.П.Помтадзе, Э.С.Махлаян, М.И.Николадзе, Л.А.Раздольская,
Л.Д.Чиковани, Л.В.Шаламберидзе, Э.Шхаладзе, А.И.Карчилава,
Институт физики АН ГССР, Тбилиси

Х.Бервольф, А.Найер, К.Шпирлинг
Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин

Э.Г.Вост, А.М.Носиенко
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

И.Ватнер, Е.Денеш, Л.Дашки, Т.Гемши, Л.Иеник, С.Красновски,
Д.Шинчер
Центральный институт физических исследований ВАН, Будапешт

А.В.Батников, Я.Бэм, Л.С.Вертоградов, Я.В.Гришкович, Э.В.Крумштейн,
В.И.Педрукин, К.Пишка, И.Фараго, К.Шафарик, Г.А.Шелков
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.Валкарова, С.Валкар, Ш.Завада
Институт физики ЧСМН и Ядерный центр Карлова университета, Прага

В.Крислева, В.Петев, А.Шкифоская
Институт ядерных исследований в ядерной энергетике БАН, София

Я.Павловски, В.Доминик, Я.Залфрежский, Л.Рошлевский
Институт экспериментальной физики Варшавского университета

Изучению механизмов образования протонов, вылетающих в заднюю полусферу ЛС при взаимодействии частиц высоких энергий с ядрами уже давно уделяется большое внимание. Интерес к этой проблеме вполне понятен, поскольку такие протоны, вылетая в кинематически запрещенную область для $h\nu$ -взаимодействия, обязаны своим происхождением ядру, его структуре и динамике развития взаимодействия в ядерной среде. На сегодня выполнено много инклюзивных экспериментов для изучения импульсных спектров протонов, вылетающих под разными углами в заднюю полусферу (см., например, /1-3/). В ряде экспериментов в событиях с назад летящими протонами регистрировались все заряженные частицы /4-17/. В нашей работе в условиях 4π -геометрии и при большом наборе чистых ядерных мишеней (от Li до Pb) предпринята попытка изучения образования назад летящих протонов с импульсами 200-500 МэВ/с в $\bar{p}A$ -взаимодействиях. Экспериментальные данные получены с помощью пятиметровой стримерной камеры /18/ магнитного спектрометра РИСК на пучке отрицательно заряженных частиц с импульсом 40 ГэВ/с серпуховского ускорителя. Антипротоны в пучке выделялись с помощью четырех пороговых черенковских счетчиков, при этом примесь π^- и K^- -мезонов не превышала 1%. Подробное описание эксперимента дается в /19,20/.

I. Анализ данных

Работа основана на анализе ~ 3300 взаимодействий антипротонов с импульсом 40 ГэВ/с с различными ядрами при числе вторичных заряженных частиц $N_{ch} \geq 3$. Из них 1090 взаимодействий на легких ядрах (Li , C), 1200 - на средних ядрах (S , Ca) и 1003 - на тяжелых ядрах (Cs , Pb). Анализируемый материал составляет примерно половину имеющейся у нас статистики на антипротонах. Для каждого обрабатываемого события методом просмотра фотопленки определялось:

1. $N^{+(-)}$ - число положительно (отрицательно) заряженных частиц. Из-за больших оптических дисторсий знак заряда быстрых вторичных частиц определялся по кривизне трека с помощью шаблона. Для небольшой доли таких частиц ($\sim 2\%$) не удавалось определить знак заряда. Он приписывался случайным образом. В N^- вносились поправки на конверсию γ -квантов от π^0 -распадов и вторичные взаимодействия в мишени /19/.

2. N_p - число положительно заряженных частиц с импульсом $K_p < 4500$ МэВ и ионизацией $I > 2I_0$, где I_0 - ионизация пучковой частицы (идентифицированные протоны). Разделение частиц по импульсу проводилось с помощью шаблонов. Применение шаблонов к измеренным трекам по-

казало, что неопределенность в импульсе при отборе по шаблону треков частиц с импульсом, близким к 500 МэВ/с, составляет ± 70 МэВ/с. В ²¹/ показано, что частицы испарения возбужденного ядра дают заметный вклад в медленные протоны лишь до импульса $K_p < 300$ МэВ/с. Так как в наших мишенях поглощается 95% протонов с импульсом $K_p \leq 180$ МэВ/с ²⁰/, N_p , в основном, соответствует выбитым из ядра протонам с импульсом $K_p = 200 - 500$ МэВ/с (с 5% примесью Π^+ -мезонов с импульсом $K \leq 70$ МэВ/с в случае Π -взаимодействий при 40 ГэВ/с ²⁰/ и небольшой примесью испарительных частиц - по нашим оценкам $\sim 10-15\%$).

3. N_{pB} - число идентифицированных протонов, вылетающих в ЛС под углом $> 90^\circ$ по отношению к пучковой частице. Их отбор проводился визуально. (В наших условиях при фотографировании с расстояния ~ 5 м ошибка в определении граничного угла невелика.) Они отождествлялись с назад летящими протонами. Для проверки методики выделения вылетающих назад протонов было определено их среднее число и в Π -взаимодействиях ⁴/₄ $\langle N_{pB} \rangle = 0,19 \pm 0,03$, что находится в согласии с результатом работы ⁴/₄, в которой с помощью пропановой камеры в приблизительно одинаковом с нашим интервале импульсов протонов и при измерении их импульсов и углов было получено $\langle N_{pB} \rangle = 0,22 \pm 0,01$.

4. $Q_R = N^+ - N^- + I - N_p$ отождествляется с числом быстрых протонов ($K_p > 500$ МэВ/с).

Далее мы приводим различные характеристики и зависимости для трех групп событий: события без назад летящих протонов (БНП), события с назад летящими протонами (СНП) и все события, и сравниваем их, где это возможно, с результатами других экспериментов.

2. Результаты эксперимента

В таблице I приводятся вероятности $W(N_{pB})$ вылета из ядра N_{pB} назад летящих протонов, а также доля событий с назад летящими протонами $\mathcal{E}(A) = W(N_{pB} \geq 1)$ для исследованных ядер. Как видно из таблицы, доля событий СНП составляет 12% уже для Li и сильно возрастает с массовым числом ядра (до 63% для Pb). $\mathcal{E}(A)$ хорошо аппроксимируется $A^{1/3}$ -зависимостью: $\mathcal{E}(A) = (0,085 \pm 0,011) \cdot A^{0,373 \pm 0,026}$ (рис. I) с $\chi^2 = 1,48/3$ степени свободы. В эту аппроксимацию не включено значение $\mathcal{E}(Li)$ из-за его большого отклонения от полученной кривой, которое может быть обусловлено малостью числа протонов в ядре Li . На рис. I приведены также значения $\mathcal{E}(A)$ для легких ($A = 14$) и тяжелых ($A = 95$) ядер фотоэмульсии ¹⁴/₄, неплохо согласующиеся с нашими данными. Близость этих результатов, несмотря на различие в импульсных интервалах протонов - в случае фотоэмульсии $220 < K_p < 1000$ МэВ/с объясняется, по-видимому, тем, что доля назад летящих протонов с им-

Таблица I

	W (1)	W (2)	W (3)	W (4)	W (5)	W(≥1)=E(A)
Li	0,108±0,013	0,012±0,005	0,002±0,002	0	0	0,12±0,02
C	0,170±0,017	0,034±0,008	0,002±0,002	0	0	0,21±0,02
S	0,227±0,019	0,075±0,012	0,024±0,007	0,006±0,003	0	0,33±0,02
Cu	0,224±0,016	0,106±0,012	0,039±0,008	0,011±0,004	0,007±0,003	0,39±0,02
C ₆₀	0,198±0,017	0,126±0,014	0,109±0,013	0,052±0,010	0,048±0,010	0,53±0,02
Pb	0,195±0,018	0,154±0,017	0,115±0,015	0,052±0,010	0,119±0,015	0,63±0,02

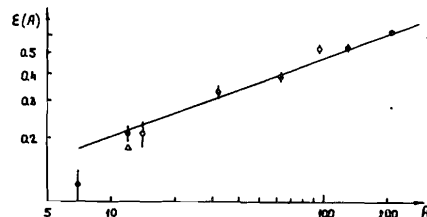


Рис. I. Доля событий с назад летящими протонами $\mathcal{E}(A)$: ● - наш эксперимент, ○ - данные работы ¹⁴/₄ для легких и тяжелых ядер фотоэмульсии, Δ - данные работы ⁴/₄ для Π -взаимодействий при 40 ГэВ/с.

пульсом > 500 МэВ/с мала (по данным работы ¹⁵/₅ эта доля в pNe -взаимодействиях составляет $\sim 10\%$). Хорошо согласуется с нашими данными и значение $\mathcal{E}(C) = 0,180 \pm 0,005$, полученное в Π -взаимодействиях при 40 ГэВ/с в пропановой камере ⁴/₄. Как видно из таблицы I, для легких ядер приблизительно выполняется эмпирическое соотношение $W(N_{pB}) = [W(1)]^{N_{pB}}$ при $N_{pB} > 1$, как и в ⁴/₄ для Π -взаимодействий и в ¹⁴/₄ - для $\Pi, p(C, N, O)$ -взаимодействий в фотоэмульсии. С ростом массового числа ядра это соотношение нарушается, для тяжелых ядер $W(N_{pB}) \gg [W(1)]^{N_{pB}}$.

Нормированное распределение числа медленных протонов для двух классов событий БНП и СНП показано на рис. 2а и 2б соответственно. Подобное поведение распределений по N_p для событий СНП и БНП наблюдалось также во взаимодействиях Π и p с ядрами фотоэмульсии при энергии 50, 200 и 24, 50, 200 и 400 ГэВ/с соответственно ¹⁴/₄. Как видно из рис. 2 и таблицы 2а и 2б, события СНП и БНП существенно различаются по числу медленных протонов N_p . На область $N_p \leq 3$ приходится $> 90\%$ событий БНП для всех ядер и только 30% СНП для тяжелых ядер. Это свидетельствует о том, что основная доля событий БНП является квазисвободными однократными взаимодействиями (на легких ядрах 95% событий БНП имеет $N_p = 0, 1$; на средних ядрах эта доля равняется 84%, на тяжелых - 75%). Подтверждением последнего предположения является очень слабая зависимость среднего числа отрицательно заряженных частиц от массового числа A : $\langle N^- \rangle \sim A^{0,03 \pm 0,01}$.

Как видно из рис. 2а, распределения медленных протонов в событиях БНП для тяжелых ядер совпадают по форме с аналогичными распределениями для однократных взаимодействий, выделенных ограничением на мно-

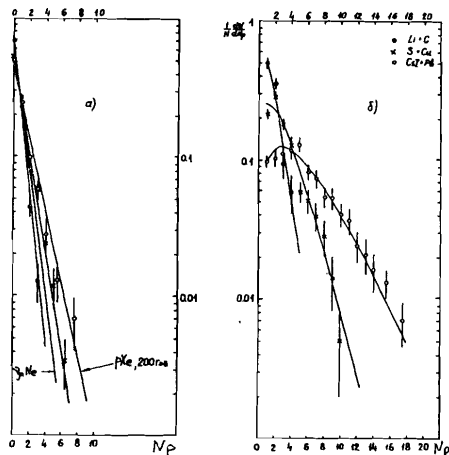


Рис. 2. Распределение по числу медленных протонов N_p для событий БНП - а), событий СНП - б), ● - легкие, х - средние, ○ - тяжелые ядра. Сплошные линии - результаты расчета по модели Андерсона.

жественность и требованием наличия лидирующей частицы в рХе-взаимодействиях при 200 ГэВ/с [22].

Распределение медленных протонов в ν_μ Ne-взаимодействиях при (0 - 200) ГэВ/с [23] также хорошо совпадает по форме с нашими спектрами для БНП-событий: ν_μ Ne-кривая находится между $\bar{p}(Li, C)$ и $\bar{p}(S, Cu)$ -кривыми. Сравнение наших

Таблица 2а

	Ядро	$\langle N_p \rangle$	$\langle N_{PB} \rangle$	$\langle Q_R \rangle$	$\langle N^- \rangle$	$\bar{Z} / \langle N_p \rangle$
БНП	Li	0,35±0,03	-	0,72±0,04	3,47±0,08	1,80±0,18
	C	0,37±0,03	-	0,96±0,05	3,50±0,09	1,72±0,17
	S	0,68±0,05	-	1,54±0,09	3,65±0,11	1,46±0,16
	Cu	1,00±0,07	-	1,47±0,10	3,88±0,11	1,49±0,15
	Cs	0,96±0,10	-	1,62±0,13	3,47±0,16	1,70±0,26
	Pb	1,31±0,15	-	1,65±0,16	3,73±0,17	1,36±0,19

Таблица 2б

	Ядро	$\langle N_p \rangle$	$\langle N_{PB} \rangle$	$\langle Q_R \rangle$	$\langle N^- \rangle$	$\bar{Z} / \langle N_p \rangle$
СНП	Li	1,52±0,09	1,17±0,06	0,66±0,16	3,85±0,26	0,47±0,05
	C	1,82±0,09	1,18±0,04	1,06±0,15	4,28±0,20	0,51±0,05
	S	2,49±0,13	1,42±0,06	2,28±0,16	4,70±0,18	0,66±0,07
	Cu	3,61±0,14	1,65±0,06	2,83±0,18	5,83±0,17	0,64±0,04
	Cs	5,13±0,20	2,45±0,10	4,36±0,22	5,72±0,17	0,66±0,04
	Pb	7,16±0,28	2,98±0,13	5,48±0,27	6,03±0,18	0,66±0,04

Таблица 2в

	Ядро	$\langle N_p \rangle$	$\langle N_{PB} \rangle$	$\langle Q_R \rangle$	$\langle N^- \rangle$	$\bar{Z} / \langle N_p \rangle$
Все события	Li	0,48±0,03	0,14±0,02	0,71±0,04	3,52±0,07	1,53±0,12
	C	0,67±0,04	0,24±0,02	0,98±0,05	3,66±0,09	1,37±0,10
	S	1,27±0,07	0,47±0,03	1,78±0,08	4,01±0,10	1,18±0,09
	Cu	1,99±0,09	0,64±0,04	2,00±0,09	4,64±0,10	1,12±0,07
	Cs	3,15±0,15	1,30±0,08	3,07±0,14	4,66±0,10	1,08±0,07
	Pb	5,04±0,23	1,89±0,11	4,08±0,20	5,19±0,14	0,97±0,06

распределений с распределениями медленных протонов от однократных взаимодействий налетающей частицы в ядре, полученных в разных реакциях, еще раз подкрепляет наш вывод о том, что события БНП образуются в основном в однократных взаимодействиях налетающего антипротона на периферии ядра. Сечение образования событий БНП $\sigma_{\text{prod}}^{\text{БНП}} = (1 - \epsilon(A)) \sigma_{\text{prod}}^{\text{РА}}$, в первом приближении оно пропорционально $A^{0,4}$, что также говорит о периферическом характере их образования.

С другой стороны, события СНП характеризуются большим числом частиц всех сортов $\langle N^- \rangle$, $\langle N_p \rangle$, $\langle Q_R \rangle$ (табл. 2а и 2б), увеличением их значений с ростом числа назад летящих протонов для средних и тяжелых ядер (табл. 3) (аналогичный рост наблюдался и в других реакциях

Таблица 3

		$N_{PB} = 0$	$0 < N_{PB} \leq 2$	$N_{PB} > 2$	
Cs	Pb	$\langle N_p \rangle$	0,96±0,10	3,45±0,17	7,58±0,32
			1,31±0,15	4,46±0,23	10,51±0,41
Cs	Pb	$\langle N^- \rangle$	3,47±0,16	5,15±0,21	6,58±0,26
			3,73±0,17	5,53±0,25	6,68±0,25
Cs	Pb	$\langle Q_R \rangle$	1,62±0,13	3,61±0,27	5,51±0,32
			1,65±0,16	3,90±0,20	7,42±0,40

/6,16,17/) и ростом $\langle N^- \rangle$ с массовым числом: $\langle N^- \rangle \sim A^{0,13 \pm 0,01}$. Доля медленных протонов от общего числа протонов $\beta = \frac{\langle N_p \rangle}{\langle N_p \rangle + \langle Q_R \rangle}$ также больше в событиях СНП, $\beta_{\text{СНП}} = 0,5 - 0,7$, тогда как $\beta_{\text{БНП}} = 0,3 - 0,4$, т.е. спектр протонов в событиях СНП заметно мягче. Сечение образования назад летящих протонов $\sigma_{\text{prod}}^{\text{СНП}} = \epsilon(A) \sigma_{\text{prod}}^{\text{РА}} \sim A^{1,0}$. Все перечисленные свойства событий СНП свидетельствуют в пользу того, что в образовании летящих назад протонов с импульсом 200 - 500 МэВ/с внутриядерный каскад играет значительную роль. Значительная роль каскадного механизма в образовании назад летящих протонов с импульсом

$K_p \leq 500$ МэВ/с предсказывалась в работах /24,25/. Кроме того, в работе /26/ показано, что событиям с большим N_p соответствуют взаимодействия с сильно развитым каскадом.

На рис. 3 приводится зависимость среднего числа назад летящих протонов $\langle N_{pB} \rangle_A$ от среднего числа медленных протонов $\langle N_p \rangle_A$ для всех взаимодействий, которая хорошо аппроксимируется линейной зависимостью: $\langle N_{pB} \rangle = (-0,02 \pm 0,02) + (0,36 \pm 0,03) \langle N_p \rangle$ при $\chi^2 = 7,2/4$ степени свободы. Это означает, что для любого ядра-мишени на каждые два вылетающих в переднюю полушару медленных протона в среднем образуется один протон, вылетающий в заднюю полушару.

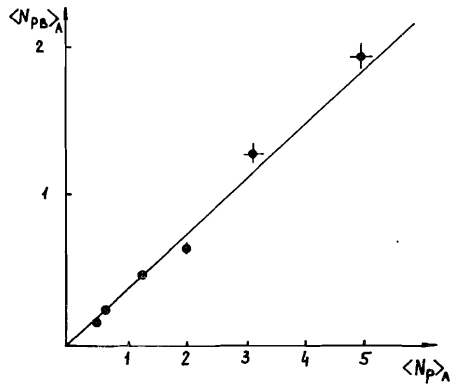


Рис. 3. Зависимость среднего числа назад летящих протонов $\langle N_{pB} \rangle$ от среднего числа медленных протонов $\langle N_p \rangle$ для всех взаимодействий. Прямая - аппроксимация данных линейной зависимостью.

Линейная зависимость $\langle N_{pB} \rangle$ наблюдается и от числа медленных протонов N_p . На

рис.4 показана эта зависимость для всех событий и для трех групп ядер - легких, средних и тяжелых. Данные для всех трех групп ядер описываются

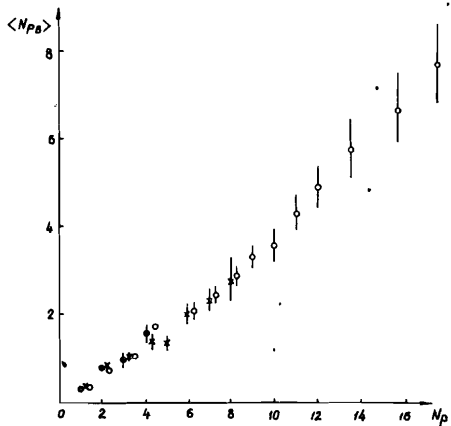


Рис. 4. Зависимость среднего числа назад летящих протонов $\langle N_{pB} \rangle$ от числа медленных протонов N_p : • - легкие, x - средние и o - тяжелые ядра.

универсальной линейной зависимостью от N_p . По данным таблицы 2а средние числа $\langle N_p \rangle_A$ и $\langle N_{pB} \rangle_A$ для всех событий пропорциональны A^α с $\alpha = 0,66 \pm 0,02$ и $\alpha = 0,73 \pm 0,03$ соответственно. Отсюда можно сделать вывод о том, что инклюзивные сечения образования как летящих назад, так и всех медленных протонов $\sigma_{incl} \sim A^{1,4}$.

3. Обсуждение

В модели независимых столкновений Андерсона /27/ предполагается, что каждое перерассеяние налетающей частицы внутри ядра приводит к идентичному распределению числа протонов, выбитых из ядра $P_{\nu=1}^A(N_p) = (1-X) X^{N_p}$, где $X = 2/(1+\nu)$ и $\nu = \langle N_p \rangle / \bar{\nu}$. Вероятности $\pi^A(\nu)$ для ν - кратного перерассеяния вычислялись по модели Глаубера /28/. Среднее число перерассеяний внутри ядра $\bar{\nu} = \sum \nu \pi^A(\nu) = \frac{b}{b} A \int \delta v \delta v (1 - e^{-b\pi(v)})$, где сечение неупругих \bar{p} -соударений принималось равным $b = 37$ мб и интеграл равен сечению неупругих \bar{p} A-взаимодействий. $T(v)$ соответствует толщине ядра при прицельном параметре v и вычислялось при плотности нуклонов в ядре, задаваемой распределением Вудса-Саксона. Полученные для \bar{b}_{pA} значения с точностью 10% совпадают с экспериментальными данными /29/. Значения параметров X , полученные с экспериментальными величинами N_p (табл. 2в), и $\bar{\nu}$, для разных ядер приведены в таблице 4. Полное

Таблица 4

	Li	C	S	Cu	CsI	Pb
X	0,244	0,280	0,352	0,400	0,446	0,510
$\Delta_{\text{БНП}}^A (\nu=2)$	0,4	0,4	0,75	1,0	1,0	1,0
$\bar{\nu}$	1,49	1,72	2,34	2,99	3,91	4,67
$\bar{\nu}_{\text{БНП}}$	2,79	3,06	3,99	4,81	5,66	6,35
$\bar{\nu}_{\text{БНП}}$	1,24	1,33	1,54	1,62	1,63	1,53
$\langle N_p \rangle$	0,48	0,67	1,27	1,99	3,15	5,03
$\langle N_p \rangle_{\text{БНП}}$	1,67	1,89	2,66	3,55	4,78	6,97
$\langle N_p \rangle_{\text{БНП}}$	0,31	0,37	0,61	0,82	1,01	1,40
$\bar{\nu} / \langle N_p \rangle$	1,74	1,56	1,29	1,15	1,02	0,93
$\bar{\nu} / \langle N_p \rangle_{\text{БНП}}$	0,59	0,63	0,68	0,69	0,68	0,66
$\bar{\nu} / \langle N_p \rangle_{\text{БНП}}$	2,12	2,02	1,68	1,52	1,44	1,30
$E(A)$	0,127	0,196	0,323	0,429	0,567	0,652

распределение числа протонов в \bar{p} A-взаимодействиих $P^A(N_p) = \sum_{\nu} \pi^A(\nu) P^A(\nu, N_p)$; $P^A(\nu, N_p) = \binom{N_p + \nu - 1}{N_p} (1-X)^\nu X^{N_p}$ (I). Как видно из таблиц 4 и 2в, полученные с помощью формулы (I) величины

$\langle N_p \rangle$ и $\mathcal{D}/\langle N_p \rangle$, где $\mathcal{D} = \sqrt{\langle N_p^2 \rangle - \langle N_p \rangle^2}$, хорошо согласуются с экспериментом. Формула (1) описывает и сумму распределений для событий БНП и СНП: $P^A(N_p) = P_{\text{БНП}}^A(N_p) + P_{\text{СНП}}^A(N_p)$. Как было показано выше, события БНП образуются преимущественно в однократных взаимодействиях, поэтому мы ограничились для событий БНП в основном значениями $\bar{\nu} = 1$ и $\bar{\nu} = 2$:

$$P_{\text{БНП}}^A(N_p) = \sum_{\nu=1,2}^A \alpha_{\text{БНП}}^A(\nu) \pi(\nu) P(\nu, N_p) + \sum_{\nu=1}^A (1 - \alpha_{\text{БНП}}^A(\nu)) \pi(\nu) P(\nu, 0), \quad (2)$$

где вторая сумма учитывает то обстоятельство, что события СНП имеют $N_p > 0$. Значения параметров α подобраны следующим образом: $\alpha_{\text{БНП}}^A(\nu=1) = 1$, $\alpha_{\text{БНП}}^A(\nu > 2) = 0$ для всех ядер и $\alpha_{\text{БНП}}^A(\bar{\nu} = 2) \leq 1$ определены по экспериментальным значениям $\mathcal{E}(A)$ (см. табл. 1). Выбранные значения $\alpha_{\text{БНП}}^A(\bar{\nu} = 2)$ приведены в таблице 4. Кривые на рис. 2а получены по формуле (2), они хорошо описывают распределения по числу протонов для легких, средних и тяжелых ядер; последняя кривая совпадает с распределением протонов в рХе-взаимодействиях при 200 ГэВ. Аналогичным образом рассчитаны кривые на рис. 2б для событий СНП, они также хорошо описывают экспериментальные распределения. Полученные с приведенным выше набором $\alpha_{\text{БНП}}^A$ значения $\langle N_p \rangle$, $\mathcal{D}/\langle N_p \rangle$ и $\bar{\nu}$ для событий БНП и СНП, а также $\mathcal{E}(A)$ приведены в таблице 4. В целом они неплохо согласуются с экспериментальными данными (табл. 2). Таким образом, можно ожидать, что в однократных и двукратных периферических взаимодействиях образуются преимущественно события БНП. Как видно из таблицы 4, среднее число взаимодействий в событиях СНП в 2-3 раза больше, чем в событиях БНП, где $\bar{\nu} \leq 1,6$ даже для средних и тяжелых ядер. На рис. 5 показана зависимость $\langle N^- \rangle$ от $\bar{\nu}$, посчитанного по модели Андерсона для событий БНП, СНП и всех ПА-взаимодействий. Эта зависимость в хорошем приближении является линейной в согласии с другими экспериментами ^{122/}.

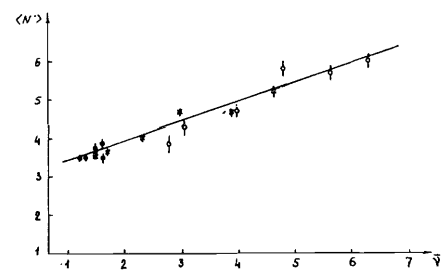


Рис. 5. Зависимость $\langle N^- \rangle$ от числа столкновений в ядре $\bar{\nu}$, посчитанного по модели Андерсона: ● - события БНП, ○ - события СНП, x - все взаимодействия.

Зависимость $\langle N^- \rangle$ от N_p для событий СНП и БНП на тяжелых ядрах приведена на рис. 6. Она характеризуется заметным ростом $\langle N^- \rangle$ вплоть до $N_p = 5$, после чего рост замедляется. Все события СНП и БНП

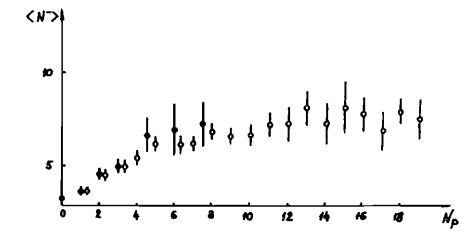


Рис. 6. Зависимость $\langle N^- \rangle$ от числа медленных протонов N_p для тяжелых ядер: ○ - события СНП, ● - события БНП.

находятся на одной универсальной кривой. События БНП расположены в области малых значений

N_p ($N_p \leq 8$), тогда как события СНП покрывают весь интервал изменения N_p ($N_p \leq 19$). Универсальный характер носит также $\langle N^- \rangle - N_p$ зависимость для легких, средних и тяжелых ядер для событий СНП (рис.7). Как видно из рисунков, в пределах экспериментальных ошибок величина $\langle N^- \rangle$ определяется только значением N_p , независимо от класса событий и массового числа ядра. Таким образом, характеристики взаимодействия в первом приближении определяются только числом участвовавших во взаимодействии нуклонов, мерой которых является число медленных

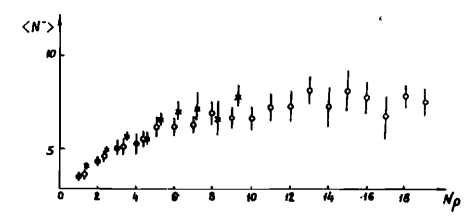


Рис. 7. Зависимость $\langle N^- \rangle$ от числа медленных протонов N_p для событий СНП: ● - легкие, x - средние, ○ - тяжелые ядра.

протонов N_p (N_p - скейлинг). Представленная на рис. 4 зависимость $\langle N_{pB} \rangle$ от N_p для всех ядер описывается универсальной линейной зависимостью, что свидетельствует о выполнении N_p -скейлинга и для назад летящих протонов. Полученные результаты находятся в согласии с работой ^{126/}, в которой N_p -скейлинг получается как следствие аддитивной кварковой модели с учетом длин формирования частиц, внутриядерного каскада и парных корреляций.

Предсказания о корреляции назад летящих протонов с другими частицами для адрон-ядерных взаимодействий имеются только в рамках каскадной модели ^{130-32/} при низких энергиях и применительно к легким ядрам. Для ПС-взаимодействий при импульсе 5 ГэВ/с ^{18/} каскадная модель предсказывает:

- 1) среднее число назад летящих протонов $\langle N_{pB} \rangle = 0,247 \pm 0,002$;
- 2) независимость среднего числа назад летящих протонов $\langle N_{pB} \rangle$ от N^- ;

3) линейную зависимость $\langle N_{pB} \rangle$ от N_p . Эти предсказания были подтверждены на опыте. При сравнении результатов, полученных нами, с предсказаниями каскадной модели из-за различия в сорте и энергии налетающей частицы с учетом того, что каскад при нашей энергии модифицирован длиной формирования адронов $^{1/26}$, мы можем рассчитывать только на их качественное согласие.

Анализ наших данных показывает следующее:

1. Среднее число назад летящих протонов в $\bar{p}A$ -взаимодействиях по данным таблицы 2в равняется $\langle N_{pB} \rangle = 0,24 \pm 0,02$, что в пределах ошибок согласуется с нашими же данными для PC -взаимодействий $\langle N_{pB} \rangle = 0,19 \pm 0,03$ и близко к предсказаниям каскадной модели.

2. На рис. 8 в пределах ошибок не прослеживается зависимость $\langle N_{pB} \rangle$ от N^- для легких ядер, что согласуется с предсказаниями каскадной модели. Для тяжелых ядер подобных предсказаний нет, мы, однако, наблюдаем рост $\langle N_{pB} \rangle$ в зависимости от N^- , который усиливается с увеличением A .

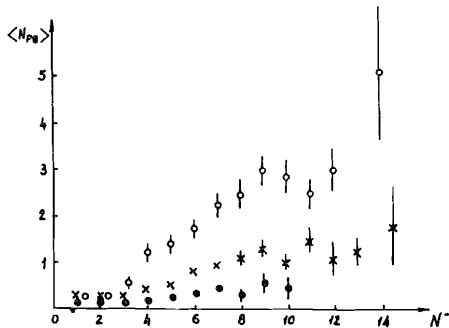


Рис. 8. Зависимость $\langle N_{pB} \rangle$ от N^- для легких (\bullet), средних (\times) и тяжелых (\circ) ядер.

3. Представленная на рис. 4 зависимость $\langle N_{pB} \rangle$ от N_p для всех ядер имеет линейный вид, что также согласуется с предсказаниями каскадной модели. Согласие данных, полученных нами при энергии 40 ГэВ/с, с

предсказаниями каскадной модели при низких энергиях обусловлено, по-видимому, тем, что характеристики медленных протонов, начиная с 5 ГэВ/с, не зависят от энергии взаимодействия.

Выводы

1. Доля событий с назад летящими протонами $\mathcal{E}(A) \sim A^{1/3}$: $\mathcal{E}(A) = (0,085 \pm 0,011) \cdot A^{0,373 \pm 0,26}$.

2. Среднее число назад летящих протонов увеличивается с ростом A примерно так же, как и среднее число всех медленных протонов ($\sim A^{2/3}$) для всех взаимодействий.

3. События без назад летящих протонов в основном являются квази-свободными однонуклонными взаимодействиями, сечение их образования $\sigma_{\text{БНП}} \sim A^{0,4}$.

4. События с назад летящими протонами характеризуются большим числом частиц всех типов $\langle N^- \rangle, \langle N_p \rangle, \langle Q_R \rangle$, чем остальные взаимодействия, и являются кратными взаимодействиями. Сечение их образования $\sigma_{\text{СНП}} \sim A^{1,0}$. Доля медленных протонов также больше в этих событиях, т.е. спектр протонов в событиях СНП мягче. Отсюда можем сделать вывод, что в образовании назад летящих протонов каскад играет значительную роль.

5. Модель Андерсона, учитывающая развитие внутриядерного каскада, неплохо описывает основные характеристики протонов в событиях БНП и СНП, давая существенно большее число перерассеяний для событий с назад летящими протонами.

6. Медленные протоны, вылетевшие вперед и назад в ЛС, сильно коррелированы. В среднем на два вылетевших в переднюю полусферу медленных протона вылетает один протон в заднюю полусферу, независимо от ядра (для всех взаимодействий).

7. Характеристики $\bar{p}A$ -взаимодействий ($\langle N_{pB} \rangle, \langle N^- \rangle$) в первом приближении определяются числом нуклонов, участвовавших во взаимодействии, мерой которого является N_p , а не ядром (N_p -скейлинг), что находится в согласии с аддитивной кварковой моделью $^{1/26}$.

8. Каскадная модель $^{1/30-32}$ качественно правильно описывает результаты, полученные нами на легких ядрах в $\bar{p}A$ -взаимодействиях.

В заключение авторы пользуются случаем, чтобы выразить благодарность Н.Н.Ройнишвили и В.Н.Ройнишвили за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. Бажков Ю.Д., Воробьев Л.С., Лексин Г.А. и др. ЯФ, 19, 1266 (1974); ЯФ, 18, 1246 (1973).
2. Leksin G.A. Proc. XVII th Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, JINR Report D1-2-10400 (1977), v11, A6-3.
3. Лексин Г.А. Материалы У (1978), У1 (1981) и УП (1984) международных семинаров по проблемам физики высоких энергий, с.274, 213, 202 соответственно, ОИЯИ, № Д1, 2-12036, Д1, 2-81-728, Д1, 2-84-599, Дубна.
4. Ангелов Н. и др. ЯФ, 30, 400 (1979).
5. Ангелов Н. и др. ЯФ, 32, 1582 (1980).
6. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-83-327, Дубна, (1983).
7. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-84-235, Дубна (1984).

8. Абдинов О.Б. и др. ЯФ, 30, 396 (1979).
9. Будагов Ю.А. и др. ОИЯИ, PI-8977 Дубна, (1975).
10. Будагов Ю.А. и др. ОИЯИ, EI-9878 Дубна, (1976).
11. Абдинов О.Б. и др. ОИЯИ, PI-8I-469 Дубна, (1981).
12. Абдинов О.Б. и др. ОИЯИ, PI-83-73 Дубна, (1983).
13. Абдинов О.Б. и др. ЯФ, 4I, I546 (1985).
14. Азимов С.А. и др. ЯФ, 36, 906 (1982).
15. Аллабердин М.Л. и др. ЯФ, 39, 662, 1984.
16. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, I-84-240 Дубна, (1984).
17. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, I-83-6I6 Дубна, (1983).
18. Javrishvili et al. Nucl. Instr. and Meth. 177, 381 (1980).
19. Бом Г. и др. ЯФ, 35, 700 (1982).
20. Boov E.G. et al. Z. Phys. C-Particle and Fields 26, 43, (1984).
21. Ангелов Н. и др. ЯФ, 22, I026 (1975).
22. Marzo C.De. et al. Phys. Rev. D29, 2476 (1984).
23. Brucker E.B. et al. Phys. Rev., D32, 1605 (1985).
24. Копелиович В.Б. ЯФ, 26, I68 (1977).
25. Amado R.D., Woloshin R.M. Phys. Rev., C, 16, 1255 (1985).
26. Левченко Б.Б., Николаев Н.Н. ЯФ, 42, I255 (1985).
27. Andersson B. et al. Phys. Lett., 73B, 343 (1978).
28. Glauber R.J., Matthiac G., Nucl. Phys., B21, 135, (1970).
29. Горин Ю.П. и др. ЯФ, I8, 336 (1973).
30. Барашенков В.С. и Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
31. Komarov V.I. et al. Nucl. Phys., A-2326, 297 (1979).
32. Toneev V.D., Gudima K.K. Nucl. Phys., A-400, 173 (1983).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1986 года.

Габуния Л.Л. и др.

P1-86-520

Образование протонов с импульсами 0,2-0,5 ГэВ/с,
вылетающих назад в л.с., в рА-взаимодействиях при 40 ГэВ/с

На пятиметровой стримерной камере с внутренними ядерными мишенями изучалось образование протонов с импульсами 0,2-0,5 ГэВ/с, вылетающих в заднюю полусферу л.с., в рА-взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Установлено, что доля событий с назад летящими протонами пропорциональна $A^{1/3}$, где А - массовое число ядра-мишени. В среднем на два вылетевших в переднюю полусферу л.с. медленных протона вылетает один протон в заднюю полусферу, независимо от ядра. В распределениях числа назад летящих протонов, а также отрицательно заряженных частиц наблюдается N_p-скейлинг в согласии с аддитивной кварковой моделью. Показано, что в образовании назад летящих протонов внутриядерный каскад играет существенную роль.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Gabunia L.L. et al.

P1-86-520

Production of Backward Protons in Lab System
with 0.2-0.5 GeV/c Momenta in pA Interactions at 40 GeV/c

Production of 0.2-0.5 GeV/c backward protons in 40 GeV/c pA interactions has been studied in a 5-meter streamer chamber with internal nuclear targets. The part of events with backward protons is found to be proportional to $A^{1/3}$, where A is the mass number of the target nucleus. On the average, there is one backward proton per two slow forward ones. The N_p-scaling is observed in the distribution of backward protons and negative particles, which agrees with the additive quark model. The Intranuclear cascade is shown to play a significant role in production of backward protons.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986