

C-482

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



19/11-76

C-482

P1 - 9614

2780/2-76

Б.Словинский, З.Стругальский

МАСШТАБНЫЕ СВОЙСТВА ЭМИССИИ ПРОТОНОВ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow \text{p}^+ \dots$
ПРИ 2,34 ГЭВ/С

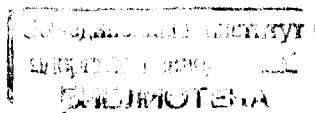
1976

P1 - 9614

Б.Словинский, Э.Стругальский

МАСШТАБНЫЕ СВОЙСТВА ЭМИССИИ ПРОТОНОВ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow \text{p}^+ \dots$
ПРИ 2,34 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ



Характеристики адронов, эмиттируемых в столкновениях релятивистских частиц с атомными ядрами и имеющих значения энергий и углов эмиссии, недопустимые с точки зрения кинематики соударения элементарных частиц, содержат ценную информацию о механизме взаимодействия сложных ядерных систем, о локальных свойствах ядерной материи и структуре атомных ядер^{/1/}. Обнаружено экспериментально, что энергетическую зависимость частоты эмиссии адронов, испускаемых в таких взаимодействиях, можно описать, согласно гипотезе ядерного скейлинга^{/2/}, релятивистски-инвариантной функцией, не зависящей от сорта взаимодействующих частиц и от их энергии, в широком диапазоне значений энергии взаимодействия^{/2-6/}.

Однако существующая в настоящее время литература не содержит сколько-нибудь полной экспериментальной информации об этом процессе. В частности, отсутствует достаточно детальный анализ эмиссии протонов во взаимодействиях со средними и тяжелыми ядрами при использовании химически однородной ядерной мишени. Представляет интерес изучение, наряду с характеристиками протонов, испускаемых в области фрагментации ядра-мишени назад, свойств протонов, эмиттируемых вперед.

В настоящей работе приведены результаты исследования энергетических спектров протонов, эмиттируемых под углом $\theta_p \geq 90^\circ$ и $\theta_p < 90^\circ$ в лабораторной системе координат /лаб/ в реакции $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow k p + \dots$, $k = 1 \div 10$, при 2,34 ГэВ/с. Работа выполнена при помощи 26-литровой ксеноновой пузырьковой камеры /далее в тексте КПК/.

1. Экспериментальный материал

В данной работе были использованы в основном результаты наших более ранних измерений событий $\pi^+ + \text{Xe}$ -взаимодействий при 2,34 ГэВ/с, зарегистрированных на снимках КПК^{/6-8/}. Эти события сопровождались эмиссией вторичных заряженных частиц, останавливающихся в камере и идентифицированных нами как протоны. Методические вопросы, связанные с анализом событий взаимодействий, регистрируемых в КПК, изложены нами ранее^{/8/}. Среди имеющегося экспериментального материала можно было выделить события, сопровождающиеся эмиссией не более чем четырех вторичных заряженных частиц, $N_3 \leq 4^*$. Эти события в дальнейшем обозначены как



Вторая группа отобранных событий не содержала ограничений на число N_3 . Они обозначены как



Кроме того, оказалось возможным проанализировать события взаимодействий, в которых наблюдалась эмиссия одной вторичной заряженной частицы, останавливающейся в камере, и один π^0 -мезон с энергией не менее 1500 МэВ. Эти события изучались нами ранее более подробно^{/9,11/} и обозначены в дальнейшем как



/A'- остаточное ядро/. Среди событий типа /1/ были дополнительно выделены также те, в которых наблюдался один след вторичной заряженной частицы, останавливающейся в камере, и один след быстрой заряженной частицы,

* Минимальная длина следа вторичной заряженной частицы равна 5 мм в камере, что соответствует значению кинетической энергии протона ~21 МэВ.

уходящей из камеры и идентифицированной нами как π^+ -мезон. Эти случаи анализировались нами ранее с точки зрения гипотезы квазивупругого рассеяния^{/10/} и в дальнейшем обозначены следующим образом:



Числа N_i выбранных событий перечисленных типов приведены в табл. 1. События типа /1/ и /2/ были разделены по числу k эмиттируемых в них протонов с кинетической энергией $E_k \geq 21$ МэВ на каналы типа:



В таблице 1 приведены значения эффективных сечений $\sigma(k)$, соответствующих различным каналам /5/, а также значения частоты $\langle n_p(k) \rangle$ эмиссии протонов при разных k .

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Ниже приведены энергетические спектры протонов, эмиттируемых в $\pi^+ + \text{Xe}$ -взаимодействиях изучаемых типов. Зависимость этих распределений от числа k протонов с энергией $E_k \geq 30$ МэВ выражена в виде релятивистски-инвариантной функции

$$\rho(E_k) = \frac{1}{p \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta E_k} \cdot \frac{N_p(E_k, \Delta\Omega, k)}{N_p(k)} [ГэВ^{-2} \text{ стер}^{-1}], \quad /6/$$

где p - импульс протона, $\Delta\Omega = 2\pi$, $\Delta E_k = 20$ МэВ, $N_p(E_k, \Delta\Omega, k)$ - число протонов с энергией $E_k \in E_k \pm \Delta E_k$, испускаемых в элементе телесного угла $\Delta\Omega$ и сопровождающих взаимодействия с числом k протонов в конечном состоянии, $N_p(k)$ - число всех протонов с $E_k \geq 30$ МэВ, эмиттируемых в реакции /5/. Функция /6/ связана следующим образом с релятивистски-инвариантным сечением:

Таблица 1

Числа N_t событий $\pi^+ + \text{Xe}$ -взаимодействий при 2,34 ГэВ/с, сопровождающихся эмиссией N_3 вторичных заряженных частиц. N_k - числа событий, в которых зарегистрировано k протонов с энергией $E_k \geq 21$ МэВ. $\sigma(k)$ - эффективное сечение канала с эмиссией k протонов. $\langle n(k) \rangle$ - средняя частота эмиссии протонов с $E_k \geq 30$ МэВ в реакции (5)

Реакция	N_t	N_k				$\sigma(k)$ МЭВ				$\langle n_p(k) \rangle$				все
		$k=1$	2	3+4	5+10	1	2	3+4	5+10	1	2	3+4	5+10	
$\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow \pi^+ + \dots$	2539	1006	416	130	-	213,3± 25,2	80,2± 14,9	27,6± 4,0	-	0,86± 0,04	1,87± 0,10	2,67± 0,27	-	0,76±0,02
$\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow \pi^+ + \dots$	144	144	-	-	-	30,5± 4,5	-	-	-	0,84± 0,10	-	-	-	-
$\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow N_3$	459	169	-	131	74	455,8±42,5 36,0	453,3± 36,0	199,6± 25,5	199,6± 25,5	1,27 ± 0,13	3,05± 0,31	5,18± 0,66	5,18± 0,66	2,17±0,12
$\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow \pi^+ + \dots$	279	279	-	-	-	2,4±0,6	-	-	-	0,79± 0,07	-	-	-	-

$$\rho(E_k) = \frac{1}{\sigma(k) \cdot \langle n_p(k) \rangle} E_t \cdot \frac{d^3 \sigma}{dp^3}, \quad /7/$$

где E_t - полная энергия протона в лаб. Таким образом,

$$\int \rho(E_k) / E_t dp^3 = 1. \quad /8/$$

Зависимость энергетических спектров от угла θ_p эмиссии протонов представлена функцией:

$$\rho^*(E_k) = \frac{1}{p \cdot \Delta \Omega \cdot \Delta E_k} \cdot \frac{N_p(E_k, \text{Cos} \theta_p)}{N_p(\text{Cos} \theta_p)} [\text{ГэВ}^{-2} \text{степ}^{-1}],$$

/9/

где $N_p(E_k, \text{Cos} \theta_p)$ - число протонов с энергией $E_k \in E_k \pm \Delta E_k$ и косинусом угла эмиссии

$$\text{Cos} \theta_p \in \text{Cos} \theta_p \pm \Delta \text{Cos} \theta_p, \quad \Delta \text{Cos} \theta_p = 0,2,$$

$$N_p(\text{Cos} \theta_p) = \sum_{E_k} N_p(E_k, \text{Cos} \theta_p).$$

Величины $N_p(E_k, \text{Cos} \theta_p)$ и $N_p(\text{Cos} \theta_p)$ просуммированы по всем значениям k . Функция /9/ выражается через релятивистски-инвариантное сечение следующим соотношением:

$$\rho^*(E_k) = \frac{1}{\sigma_{in} \cdot \langle n_p(\text{Cos} \theta_p) \rangle} \cdot E_t \frac{d^3 \sigma}{dp^3}; \quad /10/$$

здесь $\langle n_p(\text{Cos} \theta_p) \rangle$ - частота эмиссии протонов с $E_k \geq 30$ МэВ, для которых $\text{Cos} \theta_p \in \text{Cos} \theta_p \pm \Delta \text{Cos} \theta_p$:

$$\langle n_p(\text{Cos} \theta_p) \rangle = \frac{N_p(\text{Cos} \theta_p)}{N_{\text{соб}}}, \quad /11/$$

$N_{\text{соб}}$ - число всех событий, σ_{in} - полное эффективное сечение неупругих $\pi^+ + \text{Xe}$ взаимодействий при

2,34 ГэВ/с, $\sigma_{in} = 1238 \pm 30$ мбн /12/. При этом выполняется условие нормировки:

$$2\pi \int \rho^*(E_k) p \quad dE_k = 1. \quad /12/$$

2.1. Зависимость энергетических спектров протонов от множественности их эмиссии

На рис. 1 приведены значения функции $\rho(E_k)$ для

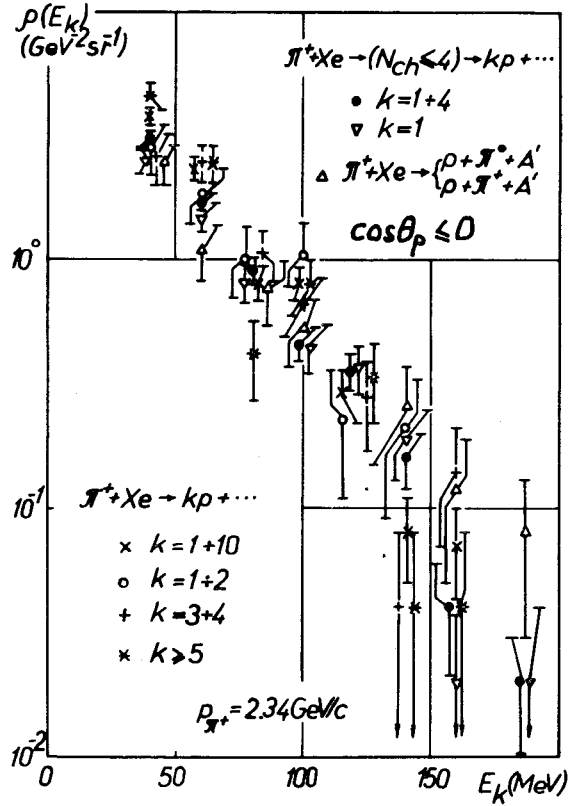
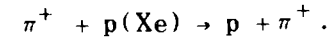
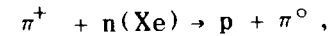


Рис. 1. Зависимость функции $\rho(E_k)$, определенной формулой /6/, от кинетической энергии E_k протонов, испускаемых назад в лаб. в разных классах $\pi^+ + \text{Xe}$ - взаимодействий при 2,34 ГэВ/с.

протонов, эмиттируемых назад в разных типах $\pi^+ + \text{Xe}$ - взаимодействий при 2,34 ГэВ/с. Соответствующие численные значения представлены в табл. 2. Полученные экспериментальные распределения аппроксимировались в интервале $E_k = 30 \div 150$ МэВ экспоненциальной функцией:

$$\rho(E_k) = a \cdot \exp(-E_k / \epsilon_0). \quad /13/$$

Значения параметров a и ϵ_0 даны в табл. 3. Видно, что функция /13/ удовлетворительно описывает энергетические спектры протонов, эмиттируемых назад, только во взаимодействиях с небольшим числом k протонов в конечном состоянии. Можно также заметить, что параметр наклона ϵ_0 уменьшается с ростом числа k , причем максимальное значение ϵ_0 относится к протонам, сопровождающим взаимодействия типа /3/ и /4/. Протоны, эмиттируемые вперед в этих взаимодействиях, сохраняют в среднем основные характеристики протонов отдачи из реакций на квазисвободных нуклонах



/13/

Следует упомянуть, что при изучении эмиссии протонов, испускаемых в диапазоне углов $120 \div 180^\circ$ в реакции $\pi^- + \text{Pb}$ при 3,7 ГэВ/с, был сделан вывод о независимости энергетических спектров этих протонов от числа вторичных заряженных частиц /13/.

На рис. 2 представлены энергетические спектры протонов, эмиттируемых в разных каналах $\pi^+ + \text{Xe}$ - взаимодействий в переднюю полусферу. Соответствующие численные значения приведены в табл. 4. Можно заметить, что аналогично случаю эмиссии протонов назад в этих взаимодействиях параметр наклона ϵ_0 функции /13/, аппроксимирующей изучаемые распределения, уменьшается при увеличении числа k испускаемых протонов /табл. 5/. Отношение параметров ϵ_0 для протонов, эмиттируемых вперед и назад $\epsilon_0(\cos \theta_p > 0) / \epsilon_0(\cos \theta_p < 0) = 1,45 \pm 0,21$ и не проявляет зависимости, при достигнутой

Таблица 2

Значения функции $\sigma(E_k)$, определенной формулой (6), соответствующие различным значениям кинетической энергии E_k и кратности эмиссии к протонов, испускаемых назад ($\cos\theta_p \leq 0$) в π^+ + Xe -взаимодействии при 2,34 ГэВ/с

Реакция	E_k (МэВ)	30+50	50+70	70+90	90+110	110+130	130+150	150+170	170+190	190+210	210+230
$f^+Xe \rightarrow N_3 \{4\}$	I+4	3,08±0,22	1,70±0,14	0,91±0,10	0,46±0,07	0,36±0,06	0,16±0,04	0,04±0,02	0,02±0,01	-	-
$\rightarrow kp \dots$	I	2,53±0,30	1,48±0,20	0,82±0,14	0,45±0,10	0,37±0,08	0,19±0,06	0,02±0,02	0,02±0,02	-	-
$f^+Xe \rightarrow N_2$	I+10	3,81±0,35	2,52±0,24	0,81±0,13	0,81±0,12	0,29±0,07	0,08±0,03	0,07±0,03	-	-	-
$\rightarrow kp \dots$	I+2	2,82±0,64	1,85±0,47	1,03±0,32	1,09±0,31	0,23±0,13	0,21±0,12	-	-	-	-
	3+4	2,60±0,63	2,46±0,40	1,06±0,24	0,67±0,18	0,28±0,11	0,04±0,04	0,14±0,07	-	-	-
	5+10	4,53±0,54	2,44±0,40	0,42±0,15	0,80±0,20	0,34±0,12	0,04±0,04	0,04±0,04	-	-	-
$f^+Xe \rightarrow p \{1\}$	I	2,44±0,47	1,10±0,28	0,77±0,22	0,58±0,16	-	0,26±0,11	0,12±0,07	0,08±0,05	0,04±0,03	0,03±0,03

Таблица 3

Значения параметров a и ϵ_0 функции (13), описывающей энергетические спектры протонов с $E_k = 30+150$ МэВ, эмитируемых назад в разных по числу к вторичных протонов в π^+ + Xe -взаимодействии при 2,34 ГэВ/с. N_3 - число вторичных заряженных частиц, n - число степеней свободы и соответствующее ему значение χ^2 .

Реакция	k	a (ГэВ ⁻² степ ⁻¹)	ϵ_0 (МэВ)	χ^2	n
$f^+Xe \rightarrow N_3 \{4\}$	I+4	10,00±1,16	38,80±1,88	2,3	4
$\rightarrow kp \dots$	I	7,00±1,28	38,14±3,52	1,3	4
$f^+Xe \rightarrow N_2$	I+10	16,17±2,27	28,73±1,64	13,4	4
$\rightarrow kp \dots$	I+2	8,67±2,76	37,40±5,82	3,5	4
	3+4	14,39±2,70	28,85±2,82	10,7	4
	5+10	27,30±7,00	22,23±2,16	16,5	4
$f^+Xe \rightarrow p \{1\}$	I	5,34±1,80	42,70±8,43	1,5	3

Таблица 4
То же, что в таблице 2, но для $\cos\theta_p > 0$

Реакция	E(МэВ) k	E(МэВ)										
		30÷50	50÷70	70÷90	90÷110	110÷130	130÷150	150÷170	170÷190	190÷210	210÷230	230÷250
$n^+Xe \rightarrow (N_3^+)$	I÷4	5,77±0,32	3,16±0,21	2,32±0,17	1,80±0,14	1,16±0,10	0,62±0,07	0,37±0,05	0,19±0,04	0,08±0,03	0,03±0,02	0,01±0,01
$\rightarrow kp \dots$	I	6,06±0,50	3,21±0,32	2,23±0,24	1,96±0,21	1,17±0,15	0,75±0,12	0,39±0,08	0,23±0,06	0,09±0,04	0,03±0,02	0,01±0,01
$n^+Xe \rightarrow N_3^+$	I÷10	5,57±0,44	3,51±0,31	2,70±0,25	1,21±0,15	0,90±0,12	0,47±0,09	0,21±0,05	0,07±0,03	0,02±0,01	0,01±0,01	-
$\rightarrow kp \dots$	I÷2	5,70±0,37	2,62±0,56	2,82±0,55	1,59±0,38	0,98±0,28	0,84±0,25	0,20±0,12	0,12±0,08	-	-	-
	3÷4	5,63±0,70	3,74±0,51	2,71±0,40	1,28±0,25	1,03±0,21	0,15±0,08	0,18±0,06	0,07±0,05	0,03±0,03	-	-
	5	5,40±0,69	3,76±0,52	2,63±0,40	0,93±0,21	0,72±0,16	0,59±0,16	0,25±0,10	0,03±0,03	0,03±0,03	-	-
$n^+Xe \rightarrow p + n^+A^+$ $\rightarrow p + n^+A^+$	I	4,36±0,65	3,08±0,49	2,77±0,43	2,36±0,37	1,14±0,24	1,01±0,22	0,37±0,12	0,31±0,11	0,07±0,05	0,03±0,03	0,01±0,01

Таблица 5
То же, что в таблице 3, но для $\cos\theta_p > 0$

Реакция	k	$a [\Gamma \text{ эВ}^{-2} \text{ сфер}^{-1}]$	$\epsilon_0 (M \rightarrow B)$	χ^2	n
$n^+Xe \rightarrow (N_3^+)$	I÷4	I2, I3±0, 95	48, 90±2, 26	10, 48	4
$\rightarrow kp \dots$	I	II, 82±I, 40	5I, 10±3, 70	6, 64	4
$n^+Xe \rightarrow N_3^+$	I÷10	I5, 05±I, 65	4I, 60±2, 38	5, 75	4
$\rightarrow kp \dots$	I÷2	I0, 43±2, 61	52, 08±8, 17	3, 82	4
	3÷4	20, 53±3, 36	34, 24±2, 55	14, 8	4
	5÷10	I5, 63±2, 86	39, 34±3, 67	5, 60	4
$n^+Xe \rightarrow p + n^+A^+$ $\rightarrow p + n^+A^+$	I	7, 97±I, 47	67, 80±9, 62	3, 67	4

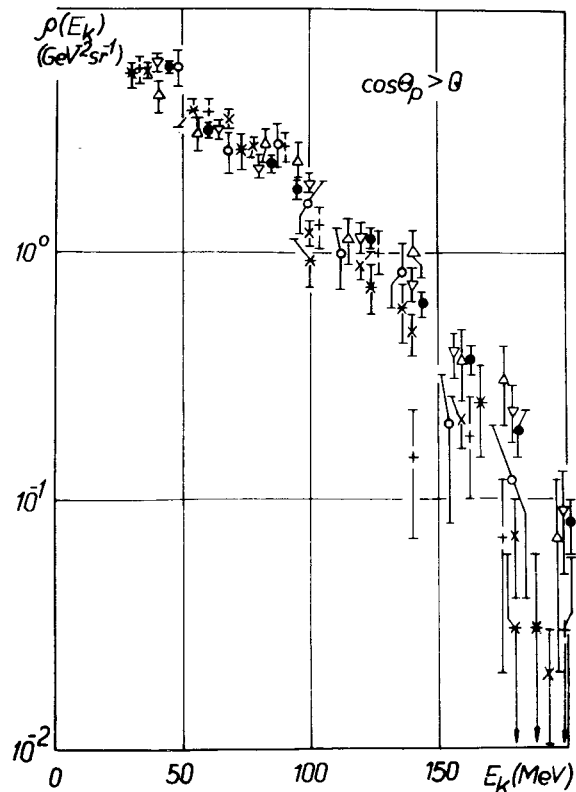


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для протонов, испускаемых в переднюю полусферу в лаб.

точности эксперимента, от числа k вторичных протонов. Значения $\rho(E_k)$, соответствующие эмиссии протонов вперед, примерно вдвое больше значений $\rho(E_k)$, относящихся к эмиссии назад, что согласуется с ранее полученными нами аналогичными данными /8/.

2.2. Зависимость энергетических спектров протонов от угла эмиссии

На рис. 3 и 4 изображена функция $\rho^*(E_k)$ для всех изучаемых типов $\pi^+ + \text{Xe}$ -взаимодействий, со-

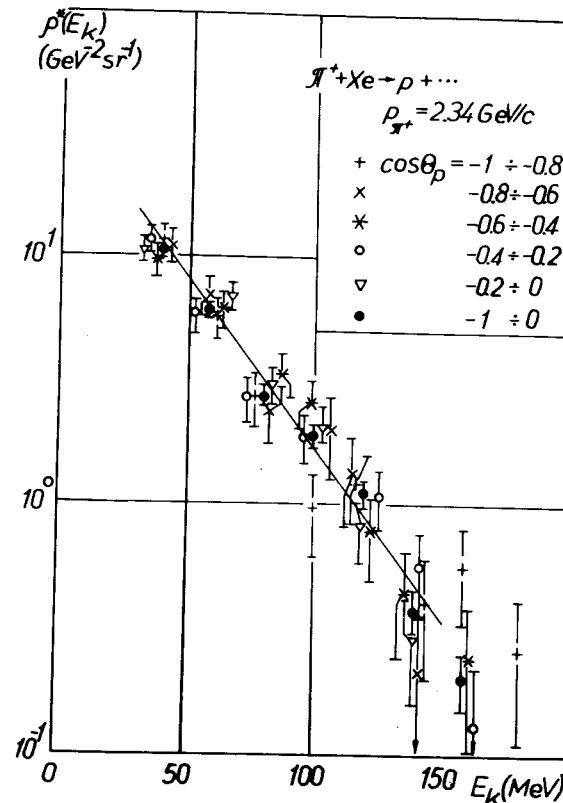


Рис. 3. Зависимость функции $\rho^*(E_k)$, определенной формулой /9/, от кинетической энергии E_k протонов из реакции $\pi^+ + \text{Xe}$ при 2,34 ГэВ/с, испускаемых назад в лаб. в различных интервалах углов эмиссии θ_p . Сплошной линией указана аппроксимирующая функция /13/.

ответствующая десяти интервалам углов эмиссии протонов в лаб. Численные значения $\rho^*(E_k)$ даны в табл. 6. Функция $\rho^*(E_k)$ аппроксимировалась в интервале $E_k = 30 \div 150 \text{ МэВ}$ экспоненциальной зависимостью /13/. Значения параметров a и ϵ_0 , а также $\langle n_p(\cos \theta_p) \rangle$ для всех угловых интервалов приведены в табл. 7. Видно, что нормировочный коэффициент a и параметр наклона ϵ_0 не зависят, при достигнутой точности эксперимента, от угла эмиссии θ_p в области

Таблица 6

Значения функции $\rho^*(E_k)$, определенной формулой (10), соответствующие различным интервалам углов эмиссии θ_p протонов с энергией E_k для всех изучаемых типов $\pi^+ + \text{Xe}$ -взаимодействий при 2,34 ГэВ/с

$E_k(\text{MeV})$	30+50	50+70	70+90	90+110	110+130	130+150	150+170	170+190	190+210	210+230
$\cos\theta_p$										
-1+0.8	II, 57±1, 77	5, 64±1, 0	5 2, 70±0, 64	0, 96±0, 85	I, 20±0, 37	0, 40±0, 20	0, 56±0, 23	0, 26±0, 15		0, 02±0, 02
-0.07+	II, 03±1, 73	6, 87±1, 20	2, 34±0, 60	I, 96±0, 70	I, 33±0, 51	0, 21±0, 15	-	-	-	-
-0.6										
-0.6+	9, 64±1, 48	6, 04±1, 02	3, 31±0, 68	2, 53±0, 55	0, 77±0, 26	0, 44±0, 20	0, 24±0, 14	-	0, 02±0, 02	-
-0.4										
-0.2	II, 60±1, 48	5, 81±0, 89	2, 65±0, 53	I, 85±0, 41	I, 07±0, 29	0, 56±0, 20	0, 13±0, 09	-	-	-
-0.2+0										
I0, 64±1, 26	6, 86±0, 89	3, 02±0, 52	2, 05±0, 40	0, 81±0, 23	0, 29±0, 13	0, 05±0, 05	-	-	-	-
-I+0.	I0, 66±0, 66	6, 15±0, 43	2, 77±0, 26	I, 87±0, 20	I, 10±0, 14	0, 37±0, 08	0, 20±0, 05	0, 04±0, 02	0, 01±0, 01	0, 01±0, 01
0+0, 2	9, 55±1, 02	5, 42±0, 66	4, 26±0, 56	I, 91±0, 34	I, 10±0, 24	0, 48±0, 15	0, 22±0, 10	-	-	-
0, 2+0, 4	9, 25±0, 96	5, 26±0, 63	3, 90±0, 50	2, 16±0, 54	I, 36±0, 25	0, 59±0, 16	0, 11±0, 06	0, 07±0, 05	0, 03±0, 03	-
0, 4+0, 6	7, 42±0, 79	4, 56±0, 54	3, 98±0, 47	2, 83±0, 27	I, 93±0, 29	0, 91±0, 18	0, 16±0, 07	-	-	-
0, 6+0, 8	8, 64±0, 82	4, 83±0, 53	3, 11±0, 33	2, 24±0, 31	I, 70±0, 25	0, 78±0, 16	0, 52±0, 12	0, 22±0, 06	-	0, 02±0, 02
0, 8+I	6, 20±0, 61	3, 85±0, 42	2, 85±0, 34	2, 44±0, 29	I, 57±0, 22	I, 16±0, 18	0, 99±0, 16	0, 66±0, 13	0, 34±0, 09	0, 10±0, 03

Таблица 7

Значения параметров a и ϵ_0 функции (13), аппроксимирующей энергетические спектры протонов, $\rho^*(E_k)$, испускаемых в разные интервалы углов эмиссии в $\pi^+ + \text{Xe}$ -взаимодействиях при 2,34 ГэВ/с. $\langle \cos\theta_p \rangle$ - средняя частота эмиссии протонов под углом θ_p в данном угловом интервале, n - число степеней свободы и соответствующее значение χ^2 , ΔE - величина интервала кинетических энергий протонов, по которому выполнялось фигирование

$\cos\theta_p$	$a(\text{ГэВ}^{-2}\text{степ}^{-1})$	$\epsilon_0(\text{МэВ})$	$\Delta E(\text{МэВ})$	χ^2	n	$\langle \eta_p(\cos\theta_p) \rangle$
0+0.2	43, 10±2, 37	30, 37±2, 17	30+150	3, 9	4	0, 045±0, 004
-0, 2+0, 4	37, 05±7, 36	32, 63±2, 95	30+150	1, 7	4	0, 045±0, 004
-0, 4+0, 6	33, 63±7, 07	34, 20±3, 23	30+150	3, 2	4	0, 052±0, 004
-0, 6+0, 8	48, 32±12, 47	27, 92±3, 01	30+150	4, 7	4	0, 065±0, 005
-0, 8+I	46, 04±11, 97	28, 34±2, 97	30+150	3, 5	4	0, 080±0, 005
0 +I	38, 43±3, 60	21, 82±1, 30	30+150	7, 4	4	0, 287±0, 011
0 +0, 2	30, 12±4, 53	36, 06±2, 56	30+150	4, 4	4	0, 095±0, 006
0, 2+0, 4	25, 67±3, 71	39, 54±2, 87	30+150	2, 7	4	0, 117±0, 006
0, 4+0, 6	15, 61±2, 11	53, 86±4, 60	30+150	5, 8	4	0, 131±0, 006
0, 6+0, 8	21, 60±2, 43	42, 64±2, 28	30+150	5, 5	6	0, 146±0, 007
0, 8+I	11, 06±1, 13	61, 96±3, 74	30+210	4, 5	7	0, 177±0, 006

$\cos \theta_p \leq 0$ и что экспоненциальная зависимость /13/ удовлетворительно аппроксимирует в районе $E_k = 30 \div 150$ МэВ экспериментально полученные значения $\rho^*(E_k)$. На рис. 3 нанесена функция /13/, соответствующая полному интервалу углов эмиссии протонов назад. При $E_k \geq 150$ МэВ можно заметить отступление от экспоненциальной зависимости, особенно для углов эмиссии протонов $\theta_p = 90^\circ$, что может быть связано с аппаратурными ограничениями, а также, по-видимому, с влиянием кинематического порога /14/. Следует отметить, что имеющиеся экспериментальные данные указы-

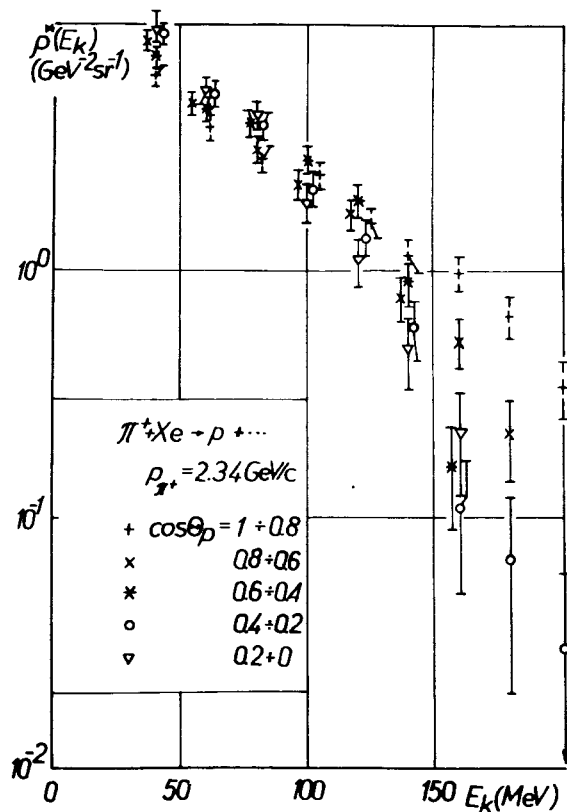


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для протонов, эмиттируемых вперед.

вают на существование некоторой зависимости параметра наклона функции /13/ от угла эмиссии протонов назад /14/. Имеются также предположения, согласно которым показатель экспоненты функции, аппроксимирующей инклюзивное дифференциальное эффективное сечение

эмиссии кумулятивных частиц, $E_t \frac{d^3 \sigma}{d p^3}$, пропор-

ционален величине $E_I E_1 - p_I p_1 \cos \theta_1$, где E_I, E_1, p_I, p_1 - полные энергии и импульсы падающей (I) и эмиттируемой (1) частиц, θ_1 - угол эмиссии частицы 1 /15/. Надо, однако, подчеркнуть, что накопленный до настоящего времени экспериментальный материал весьма фрагментарен, что затрудняет извлечение окончательного вывода по данному вопросу.

Заметная угловая зависимость параметра наклона ϵ_0 наблюдается в области $\cos \theta_p \geq 0$: ϵ_0 растет при уменьшении угла эмиссии θ_p . Этого можно было ожидать, так как при уменьшении угла θ_p должен возрастать вклад от прямых ядерных процессов, происходящих главным образом на квазисвободных нуклонах ядра - мишени /12/.

3. Выводы

На основании проведенного анализа $\pi^+ + \text{Xe}$ -взаимодействий при 2,34 ГэВ/с, приводящих к эмиссии различных чисел протонов, можно сделать следующие выводы:

1. Энергетическая зависимость релятивистски-инвариантного эффективного сечения эмиссии протонов промежуточных энергий $E_k = 30 \div 150$ МэВ назад в лаб. удовлетворительно описывается экспоненциальной функцией, особенно при небольших значениях чисел эмиттируемых протонов.

2. Параметр наклона ϵ_0 функции /13/, аппроксимирующей дифференциальное сечение эмиссии протонов с $E_k = 30 \div 150$ МэВ назад, уменьшается с ростом числа k протонов, испускаемых во взаимодействии, и не зависит, при достигнутой точности эксперимента, от угла эмиссии исследуемых протонов.

3. Зависимость эффективного сечения эмиссии протонов вперед от их кинетической энергии также описывается экспоненциальной функцией /13/, по крайней мере, в интервале промежуточных энергий эмиттируемых протонов, $E_k = 30 \div 150$ МэВ. Однако в этом случае наблюдается зависимость параметра наклона ϵ_0 от угла эмиссии протонов, что можно связать с влиянием прямых ядерных процессов.

Подобие энергетических спектров протонов промежуточных энергий, $E_k = 30 \div 150$ МэВ, эмиттированных в переднюю и заднюю полусферы в лаб., может быть указанием на существование единого механизма их эмиссии, в частности, механизма распадного типа. В связи с этим следует упомянуть, что предпринимаются попытки теоретического объяснения процесса эмиссии сверхбарьерных /кумулятивных/ частиц в рамках так называемого предравновесного подхода /16/. Эти попытки привели к существенному улучшению согласия теоретических расчетов с экспериментальными данными по сравнению с результатами, полученными на основании каскадно-испарительной модели пока только в области промежуточных энергий взаимодействия /17/.

В заключение авторы благодарят Т.Канарека за помощь в вычислении параметров аппроксимирующей функции.

Литература

1. А.М.Балдин. Краткие сообщения по физике. АН СССР, ФИАН, 1, 1971; стр. 35-40; Препринт ОИЯИ, Е2-9138, Дубна, 1975.
2. Ю.Д.Баяков и др. Известия АН СССР, сер. физ., 30, №3, 521 /1966/.
3. А.М.Балдин и др. ЯФ, 18, вып. 1, 79 /1973/; Препринт ОИЯИ, Р1-5819, Дубна, 1971; А.М.Балдин и др. Препринт ОИЯИ, 1-8858, Дубна, 1975.
4. Ю.Д.Баяков и др. ЯФ, 18, вып. 6, 1246 /1971/; Ю.Д.Баяков и др. ЯФ, 19, вып. 6, 1266 /1974/.
5. Ю.А.Будагов и др. Препринт ОИЯИ, Р1-8977, Дубна, 1975; Сотрудничество. Препринт ОИЯИ, 1-8566, Дубна, 1975.
6. Б.Словинский, З.Стругальский, Б.Среднява. Препринт ОИЯИ, Е1-8694, Дубна, 1975.

7. Z.S.Strugalski et al. JINR Preprint, E1-5349, Dubna, 1970.
8. Б.Словинский, З.Стругальский. Препринт ОИЯИ, Р1-5592, Дубна, 1971.
9. Б.Словинский, Б.Среднява, З.Стругальский. Препринт ОИЯИ, Р1-9350, Дубна, 1975.
10. Б.Словинский, Б.Среднява, З.Стругальский. Препринт ОИЯИ, Р1-9413, Дубна, 1975.
11. Б.Словинский, З.Стругальский, Б.Среднява. Препринт ОИЯИ, Е1-9084, Дубна, 1975.
12. Б.Словинский. ЯФ, 19, вып. 3, 595 /1974/.
13. А.В.Арефьев и др. Препринт ИТЭФ-109, Москва, 1975.
14. Г.А.Лексин. Ядерный скейлинг /конспект лекций/. В кн. "Элементарные частицы". Третья школа физики ИТЭФ. Выпуск 2. Атомиздат, Москва, 1975, стр.5-17.
15. В.С.Ставинский. Препринт ОИЯИ, Р2-9528, Дубна, 1976.
16. В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, Е4-9489, Дубна, 1976.
17. В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, Р2-9488, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 марта 1976 года.