

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

С346,481

T-325

23/11-79

P1 - 12139

П.П.Темников, Б.А.Шахбазян

1541 / 2-79

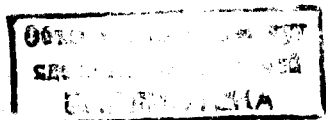
ИСПУСКАНИЕ ПРОТОНОВ НАЗАД
В МНОГОПРОТОННЫХ π^+C -И nC -
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1979

P1 - 12139

П.П.Темников, Б.А.Шахбазян

ИСПУСКАНИЕ ПРОТОНОВ НАЗАД
В МНОГОПРОТОННЫХ π^+C -И nC -
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ



Темников П.П., Шахбазян Б.А.

P1 - 12139

Испускание протонов назад в многопротонных π^-C - и nC -взаимодействиях

С помощью полуметровой пропановой камеры исследуется испускание протонов в nC -взаимодействиях при среднем импульсе нейтрона 7 ГэВ/с и π^-C -взаимодействиях при $P_{\pi^-} = 4$ ГэВ/с в событиях с двумя и более протонами. Инвариантное дифференциальное сечение зависит экспоненциально от минимальной массы мишени, на которой возможно рождение протона с данным импульсом. Параметр наклона экспоненты не зависит от сорта налетающей частицы и числа протонов в событии.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Temnikov P.P., Shakhbazian B.A.

P1 - 12139

Backward Proton Emission in Multiproton π^-C - and nC - Interactions

The emission of two and more protons in nC interactions at 7 GeV/c average neutron momentum and in π^-C interactions at $P_{\pi^-} = 4$ GeV/c have been investigated. The invariant differential cross section decrease exponentially with the increase of the minimum target mass, on which the production of a proton with a given momentum is possible. The slope parameter of the exponent does not depend on the nature of an incident particle and on the number of secondary protons.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Настоящая работа посвящена изучению рождения протонов, вылетающих в заднюю полусферу в реакциях

$$n+C \rightarrow mp + \dots, \quad m \geq 2, \quad \langle p_n \rangle = 7 \text{ ГэВ/с}; \quad /1/$$

$$\pi^-+C \rightarrow mp + \dots, \quad m \geq 2, \quad p_{\pi^-} = 4 \text{ ГэВ/с}. \quad /2/$$

Такие процессы представляют интерес с точки зрения выяснения природы кумулятивного рождения частиц^{/1/}. Для объяснения этого явления существует большое количество теоретических моделей, в которых делаются самые разнообразные предположения о роли ядра. Наблюдение сразу нескольких протонов, безусловно, увеличивает количество информации о процессе и дает более полную картину явления. Существует всего несколько работ^{/2-5/}, в которых изучались кумулятивные протоны в многопротонных событиях. Наши предварительные результаты по реакциям /1/ и /2/ опубликованы в^{/6/}.

Данные были получены при облучении полуметровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ пучками нейтронов со средним импульсом 7 ГэВ/с и дисперсией 2,84 ГэВ/с и π^- -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с. В камере регистрировались протоны в интервале импульсов от 150 МэВ/с до 1 ГэВ/с. Около 90% всех протонов останавливались в камере, и их импульс определялся по пробегу в пропане. Неостанавливающиеся частицы идентифицировались по ионизации, и их импульсы определялись по кривизне треков в магнитном поле. Идентификация протонов с импульсом от 0,750 до 1 ГэВ/с была возможна лишь в отдельных случаях, поэтому для таких протонов наши результаты следует считать лишь нижней границей. Дейтоны и более тяжелые частицы не могли быть отделены от протонов

по ионизации. Для оценки примеси дейтонов можно воспользоваться результатами работы ^{17/}, где приведены выходы протонов и дейтонов под углами 180° при взаимодействии протонов с импульсом $8,6 \text{ ГэВ/с}$ с ядрами углерода. Известно, что выходы кумулятивных протонов слабо зависят от угла в задней полусфере, поэтому для оценки можно считать, что отношение выходов дейтонов и протонов не зависит от угла. Все останавливающиеся треки считались протонами, поэтому дейтонам приписывалась кинетическая энергия, примерно в полтора раза меньшая, чем их истинная кинетическая энергия. Предполагая экспоненциальную зависимость выхода протонов и дейтонов от их кинетической энергии, получим, что отношение числа дейтонов к числу протонов с кинетической энергией T примерно равно $0,024 \exp(-T/2T_0)$, где $T_0 \approx 35 \div 40 \text{ МэВ}$. При $T \approx 50 \div 60 \text{ МэВ}$ примесь дейтонов не превышает 1%. Очевидно, что эта оценка должна уменьшаться с ростом числа наблюдаемых протонов.

Из-за трудностей идентификации треков, идущих под малыми углами к вертикали, мы исключили из статистики частицы, для которых глубинный угол удовлетворял неравенству $\text{tg}^2 \alpha > 3 = \text{tg}^2 \alpha_0$. Вследствие этого протонам, вылетающим под углом θ , приписывался вес

$$w(\cos \theta) = \begin{cases} 1, & |\cos \theta| \geq 0,5, \\ \pi/2 \arcsin(|\sin \alpha_0 / \sin \theta|), & |\cos \theta| < 0,5. \end{cases}$$

Кроме этого, были введены поправки на потери протонов в нижней половине камеры из-за условий освещенности.

Хорошо известно, что инклюзивное инвариантное дифференциальное сечение для протонов в задней полусфере хорошо описывается экспоненциальной зависимостью от кинетической энергии $A \exp(-T/T_0)$ для $T > 100 \text{ МэВ}$. Это справедливо и для реакций с выбиванием двух и более протонов в заднюю полусферу ^{14/}. На рис. 1 и 2 приведены наши данные для реакций 1 и 2. Видно, что медленные $T < 30 \text{ МэВ}$ и быстрые $T > 100 \text{ МэВ}$ протоны имеют экспоненциальное распределение с разными наклонами, что ранее наблюдалось в работах ^{3,8/}. В работе ^{8/}, где изучалась фрагментация дейтонов с импульсом $3,3 \text{ ГэВ/с}$,

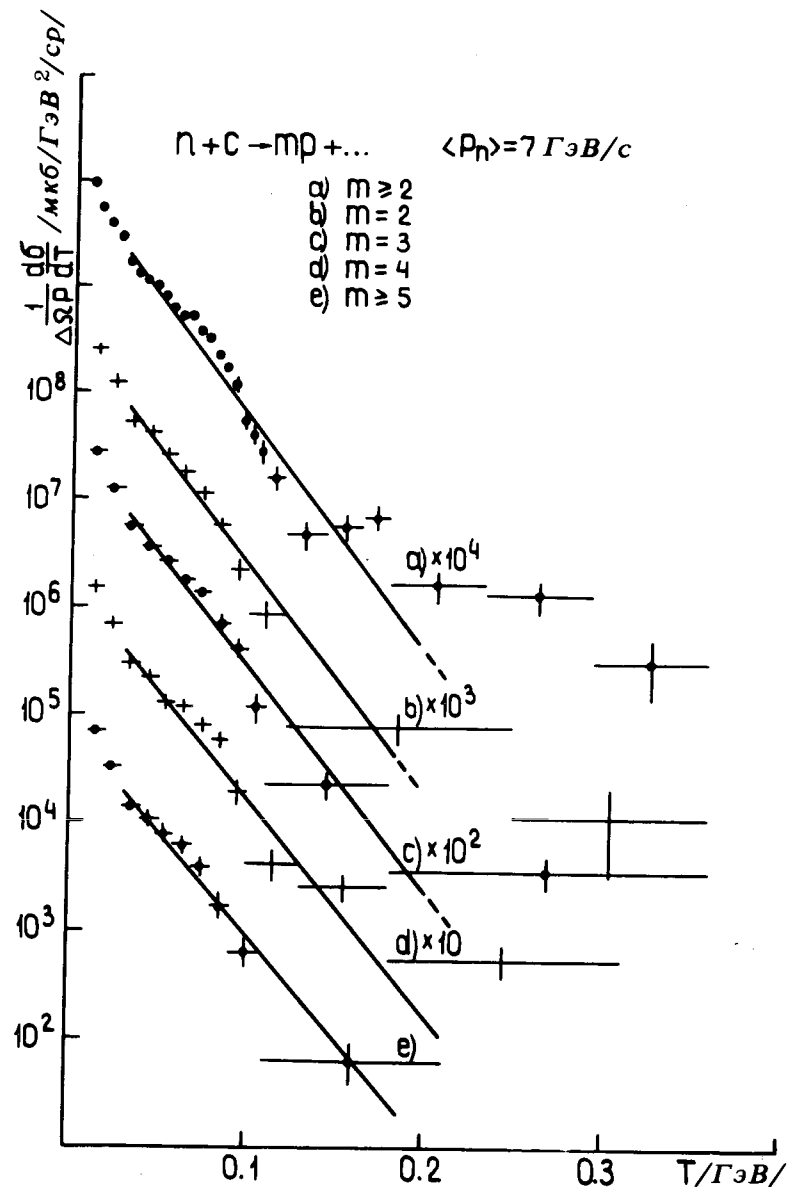


Рис. 1. Инвариантное сечение как функция кинетической энергии протона с $\cos \theta_p < 0$ для реакции /1/.

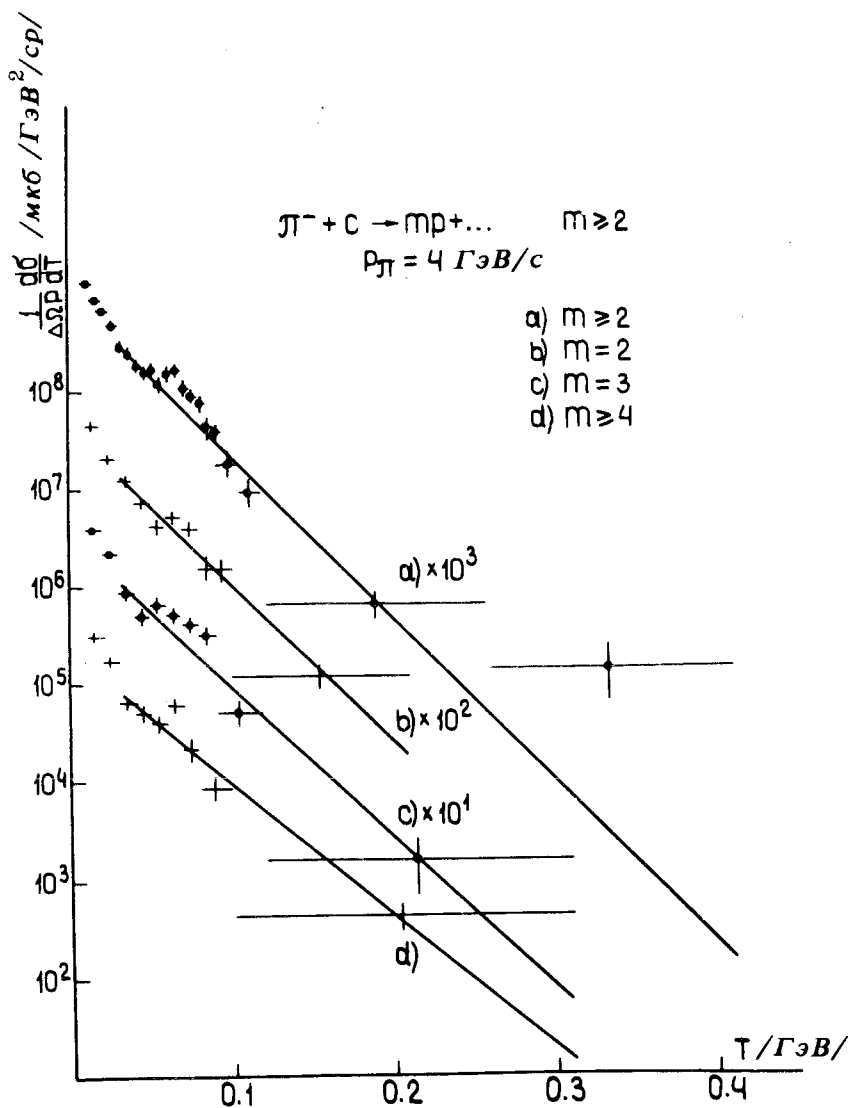


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для реакции /2/.

наблюдалось существенное отклонение от экспоненциального поведения при кинетической энергии протонов в системе покоя дейтона в интервале от 50 до 100 МэВ. В наших данных, полученных при существенно больших энергиях и более тяжелом ядре, для обеих реакций отчетливо наблюдается та же особенность. На рис. 3-б приведены инвариантные дифференциальные сечения для вылета протонов в трех угловых диапазонах по $\cos\theta$: $-1 \div -2/3$; $-2/3 \div -1/3$; $-1/3 \div 0$. Отмеченная выше особенность гораздо менее заметна для протонов с $\cos\theta$ в интервале $-1 \div -2/3$, тогда как в ^{8/} именно в этом угловом диапазоне отклонение от экспоненты наиболее сильно. На рис. 7-9 приведены инвариантные дифференциальные сечения для событий, где в заднюю полусферу вылетает сразу несколько протонов. В событиях с двумя кумулятивными протонами отклонение от экспоненты при $T = 50 \div 100 \text{ МэВ}$ по-прежнему четко видно, в то время как для событий с тремя и более протонами в задней полусфере сечения имеют простой экспоненциальный вид. Почти для всех распределений на рис. 1-9 при подгонке с помощью экспоненты $A \exp(-BT)$ в интервале по T от 30 до 300 МэВ получается слишком большое значение χ^2 , поэтому мы не приводим значений параметров. Отметим только, что параметр B зависит скорее от полного числа протонов в событии, чем от количества протонов, вылетающих в заднюю полусферу. Причем, для реакции /2/ он значительно меньше, чем для реакции /1/.

В электронных экспериментах по кумулятивному рождению, где детектируются частицы, вылетающие в очень узком угловом интервале, было получено, что инвариантное дифференциальное сечение хорошо описывается экспонентой по T с параметром B , зависящим от угла вылета частиц. В камерных экспериментах трудно получить для узкого углового диапазона результаты с хорошей статистикой, поэтому, возможно, эти отмеченные выше особенности связаны не с динамикой, а с интегрированием по широкому угловому диапазону.

В работе ^{9/} было высказано предположение, что инвариантное дифференциальное сечение для кумулятивных частиц зависит только от переменной, имеющей смысл минимально возможной массы, на которой возможно рождение частицы с импульсом \vec{p} . Для реакции $a + A \rightarrow c + X$

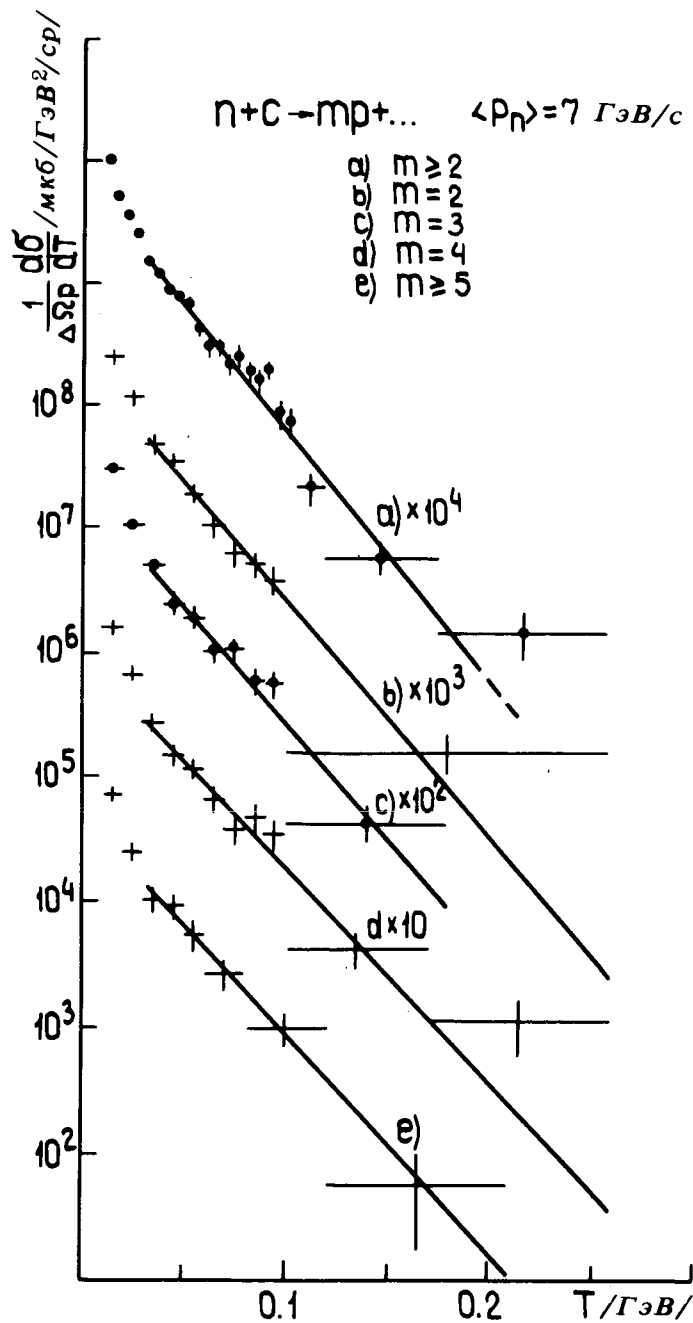


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для $-1 \leq \cos \theta_p < -2/3$.

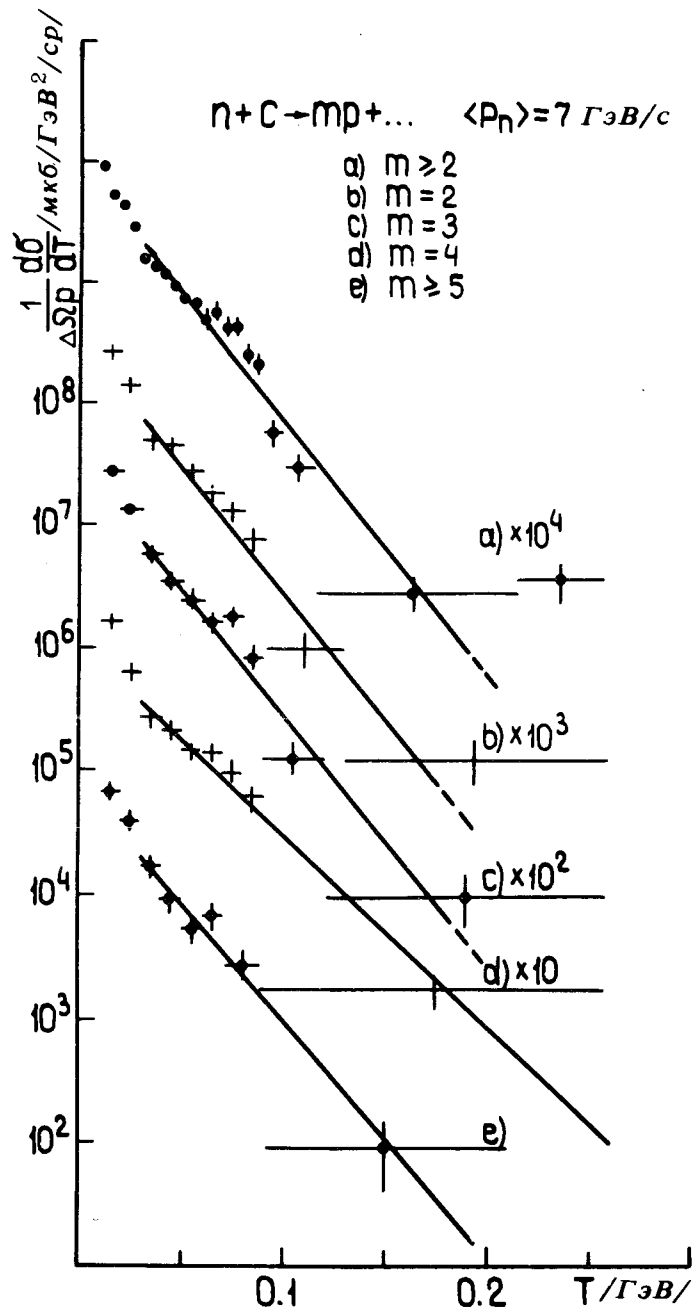


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, для $-2/3 \leq \cos \theta_p < -1/3$.

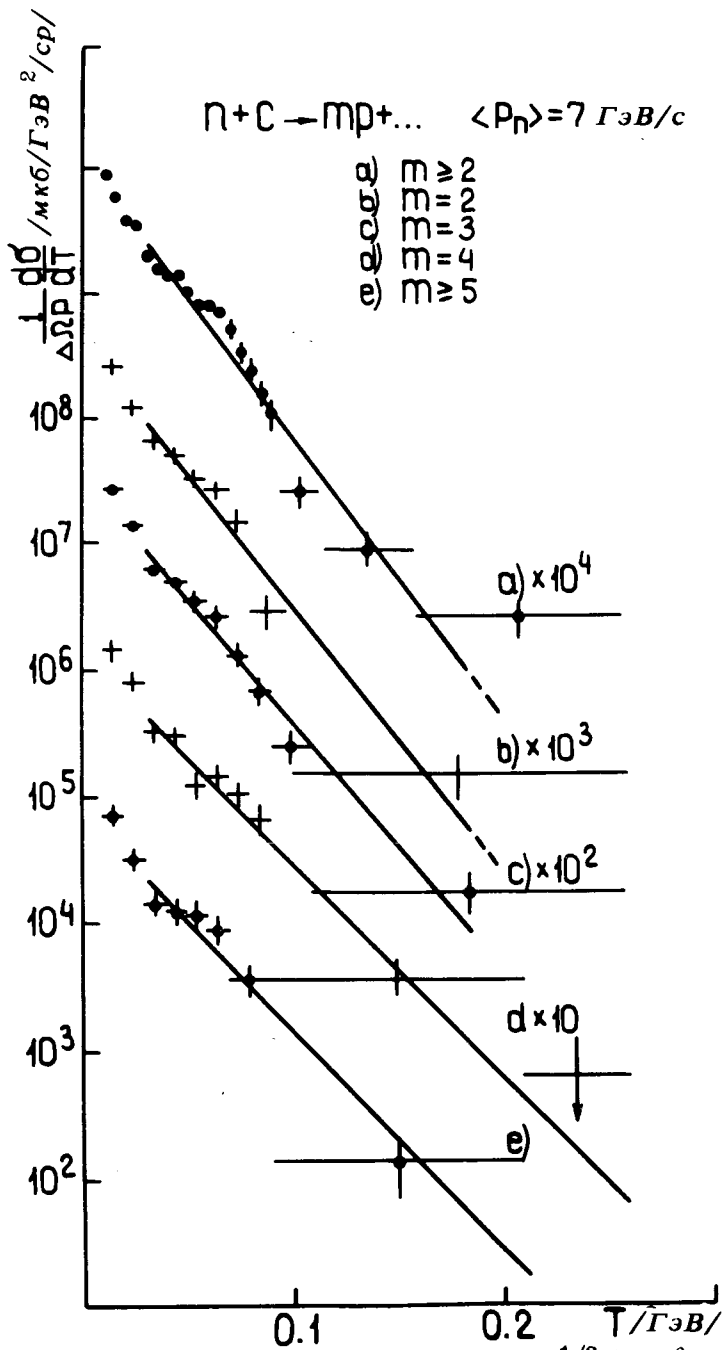


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, для $-1/3 \leq \cos \theta_p < 0$.

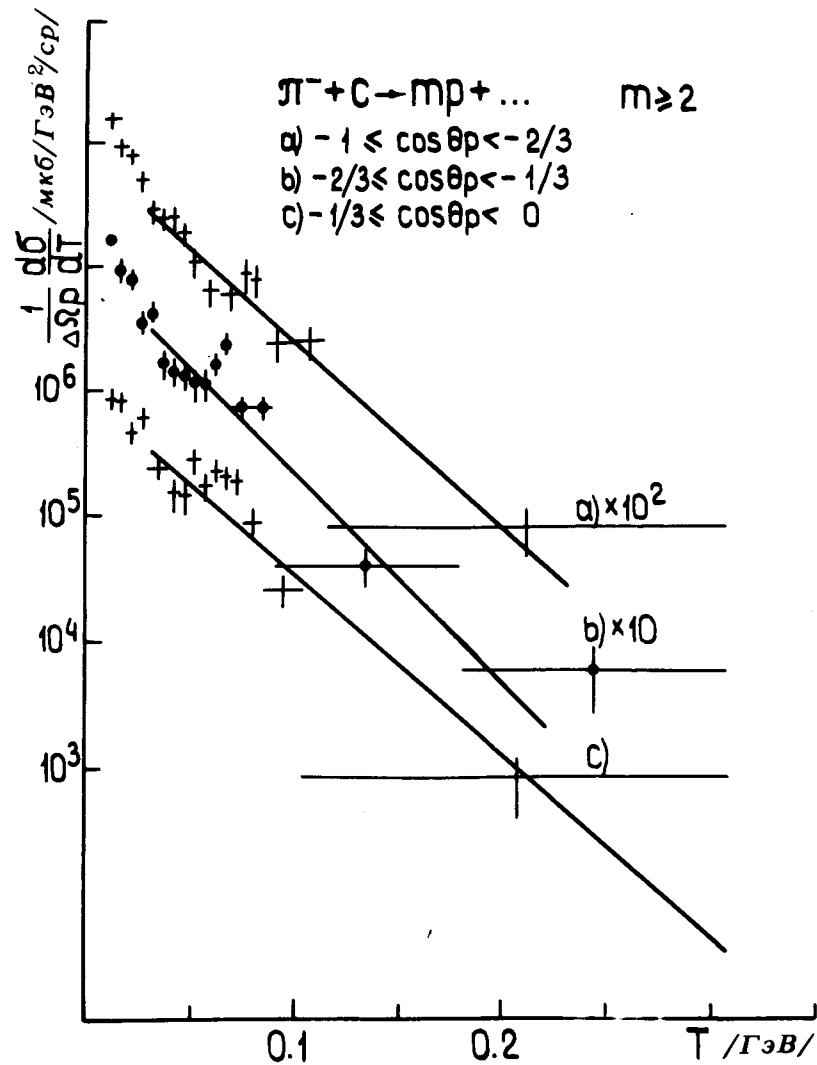


Рис. 6

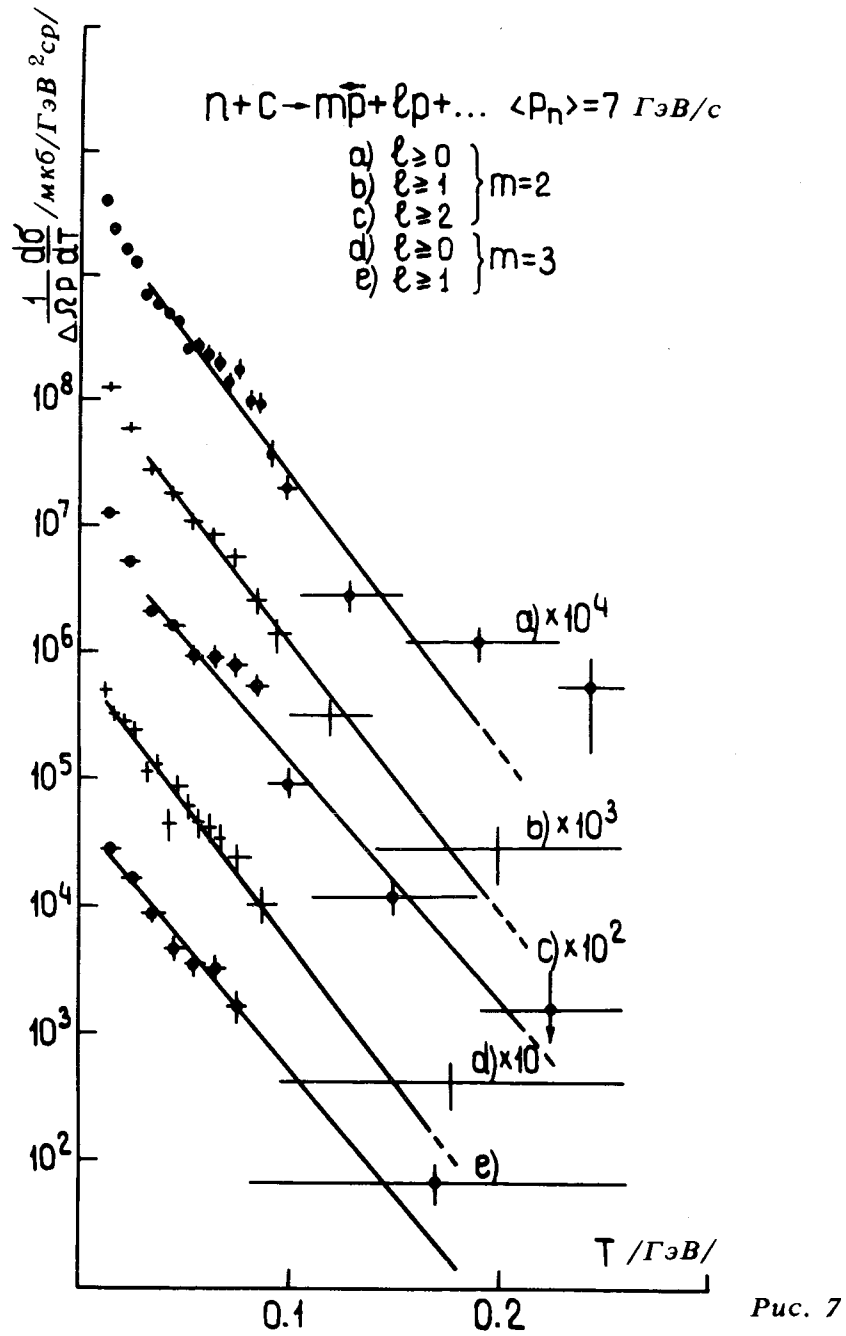


Рис. 7

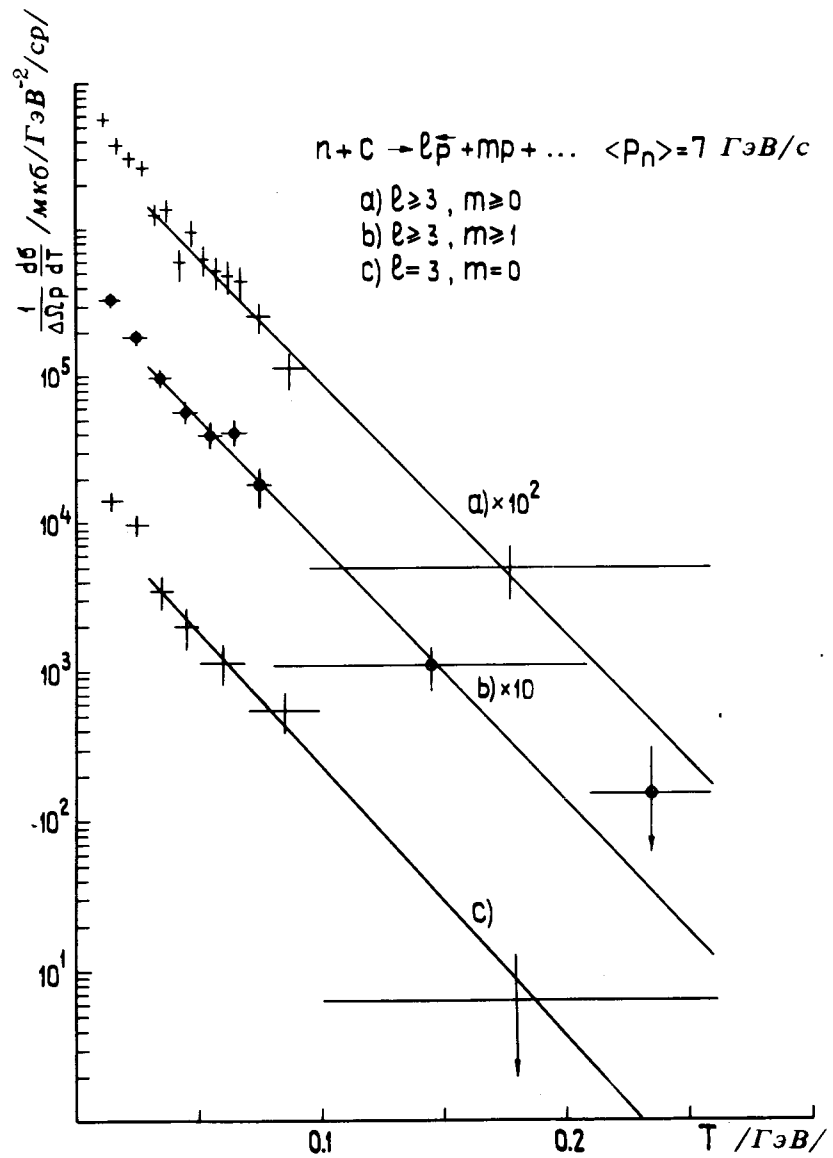


Рис. 8

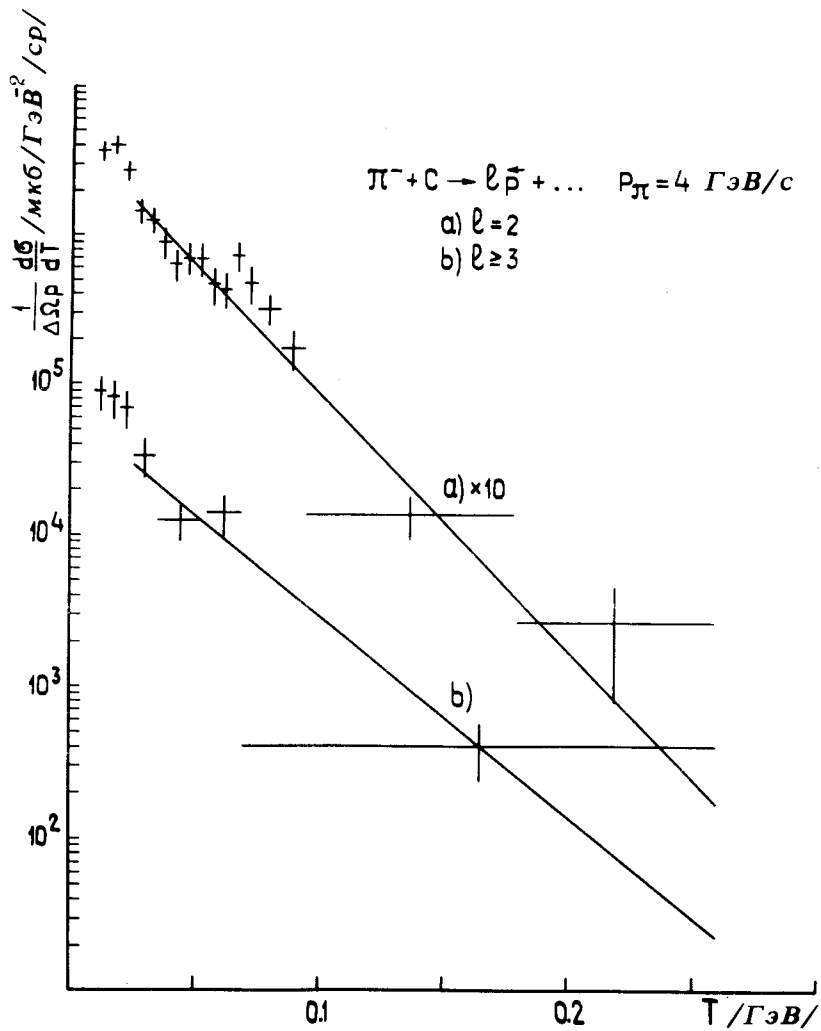


Рис. 9

выражение для этой переменной можно записать в релятивистски-инвариантном виде:

$$Q = \frac{M^2 - (p_a - p_c)^2}{(p_a - p_c) \cdot p_A - M m_A} \frac{m_A}{2 m_p}, \quad M = m_X^{\min} - m_p,$$

где p_i - четырехвектор энергии-импульса частицы i , m_p - масса протона, а m_X^{\min} - минимальная сумма масс частиц, которые могут сопровождать частицу c . При $|\vec{p}_a| \gg |\vec{p}_c|$ переменная $Q \approx (E_c - p_c \cos \theta_c) / m_p$.

На рис. 10 и 11 приведены зависимости величины

$$\int \frac{E}{p^2} \frac{dQ}{d \cos \theta} \frac{d^2 \sigma}{d \cos \theta dp} dp$$

от Q для реакций /1/ и /2/ при разных множественностях протонов. Результаты подгонки этих распределений с помощью экспоненты $A \exp(-BQ)$ приведены в таблице. Видно, что данные хорошо описываются

Таблица 1. Результаты подгонки $\int \frac{E}{p^2} \frac{dQ}{d \cos \theta} \frac{d^2 \sigma}{dQ dp}$ кривой $A e^{-BQ}$ в интервале ΔQ .

	m	ΔQ	B	χ^2 /число степеней свободы
$\pi^+ p \rightarrow m p + \dots$	$\Rightarrow 2$	$1,2 \pm 2,5$	$10,8 \pm 0,2$	47,9/40
	2	$1,22 \pm 2,42$	$11,1 \pm 0,4$	14,4/14
	3	$1,22 \pm 2,5$	$10,3 \pm 0,4$	13,9/17
	4	$1,22 \pm 2,0$	$10,0 \pm 0,5$	23,4/14
	$\Rightarrow 5$	$1,22 \pm 2,0$	$9,8 \pm 0,7$	4,8/9
$\pi^- p \rightarrow m p + \dots$	$\Rightarrow 2$	$1,13 \pm 2,5$	$10,1 \pm 0,4$	32,6/29
	2	$1,14 \pm 2,5$	$9,8 \pm 0,6$	11/10
	3	$1,14 \pm 2,5$	$9,8 \pm 0,8$	18/10
	4	$1,17 \pm 2,0$	$9,8 \pm 0,9$	6,1/7
	$\Rightarrow 4$	$1,15 \pm 2,0$	$10,5 \pm 0,8$	10,6/8

$$\int \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\cos\theta dp dQ} / \mu\kappa\delta / \Gamma\epsilon B /$$

$n+c \rightarrow mp + \dots$ $\langle p_n \rangle = 7 \Gamma\epsilon B / c$
 a) $m \geq 2$; b) $m=2$; c) $m=3$; d) $m=4$; e) $m \geq 5$

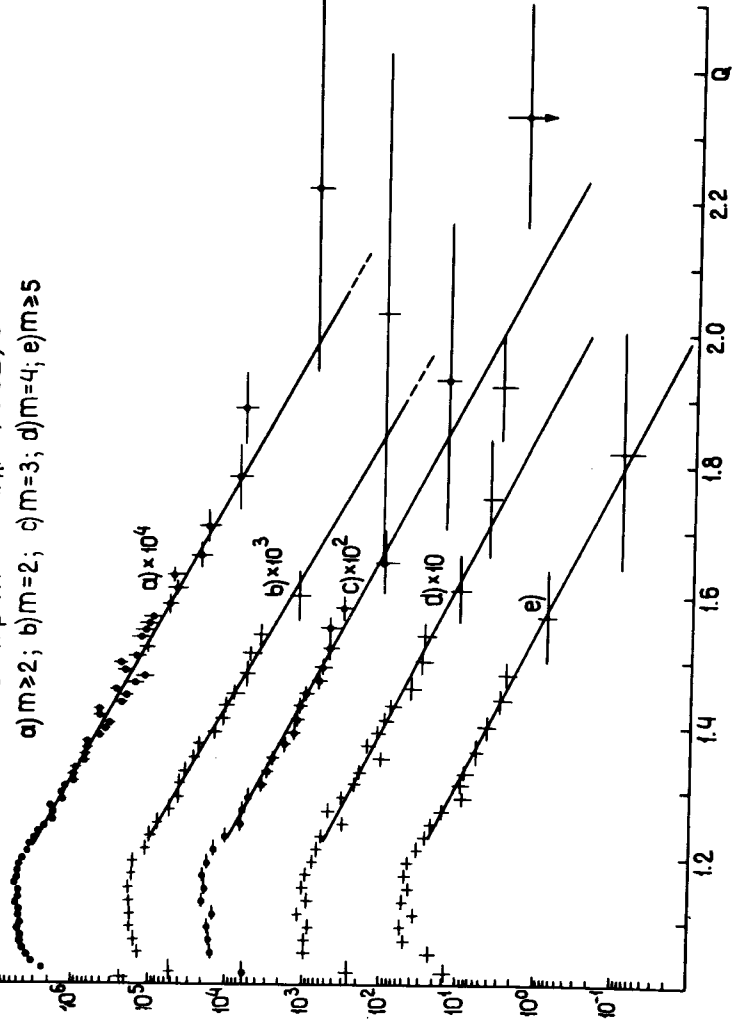


Рис. 10

$$\int \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\cos\theta dp dQ} / \mu\kappa\delta / \Gamma\epsilon B /$$

$\pi^+ + c \rightarrow mp + \dots$ $\langle p_\pi \rangle = 4 \Gamma\epsilon B / c$
 a) $m \geq 2$; b) $m=2$; c) $m=3$; d) $m=4$; e) $m \geq 4$

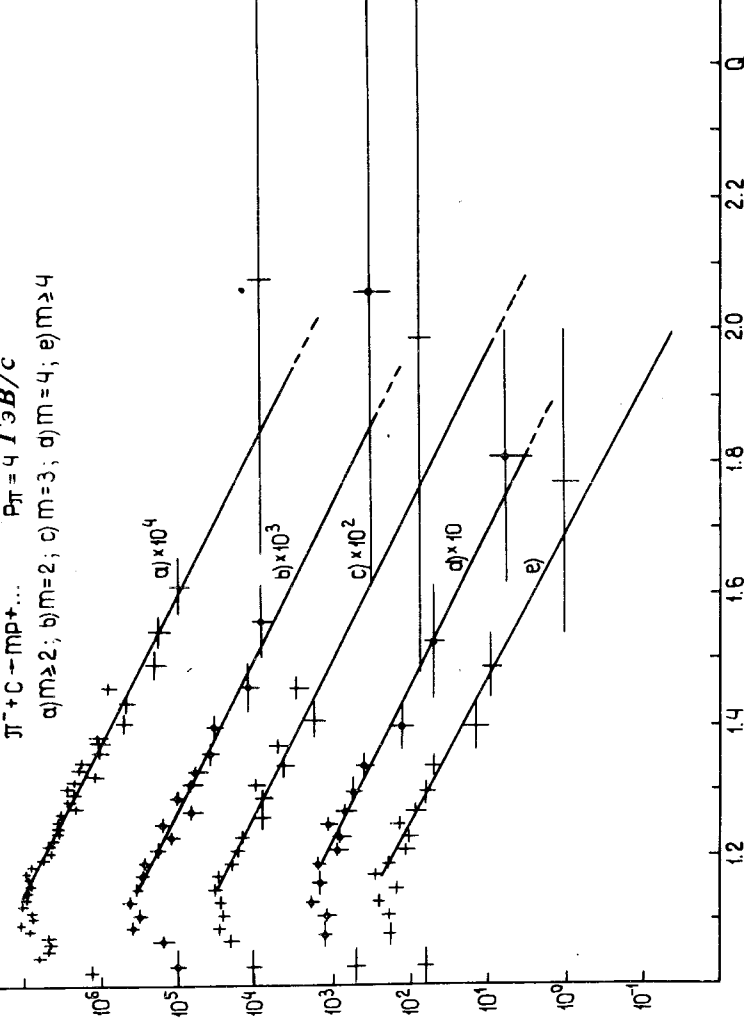


Рис. 11

одной экспонентой с параметром B , не зависящим в пределах ошибок от числа протонов в событии и сорта летающей частицы.

Авторам приятно поблагодарить профессора А.М.Балдина и В.С.Ставинского за полезные обсуждения и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Baldin A.M. Contribution to the XIX Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.*
2. *Словинский Б., Стругальский З. ОИЯИ, P1-9614, Дубна, 1976.*
3. *Ангелов Н. и др. ЯФ, 1975, 22, с.1026.*
4. *Горнов М.Г. и др. ЯФ, 1977, 25, с.608.*
5. *Арефьев А.В. и др. ЯФ, 1978, 27, с.716.*
6. *Shahbazian B.A. et al. JINR, E1-11519, Dubna, 1978.*
7. *Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-11302, Дубна, 1978.*
8. *Аладашвили Б.С. и др. ЯФ, 1978, 27, с.704.*
9. *Ставинский В.С. ОИЯИ, P2-9528, Дубна, 1976.*

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1978 года.