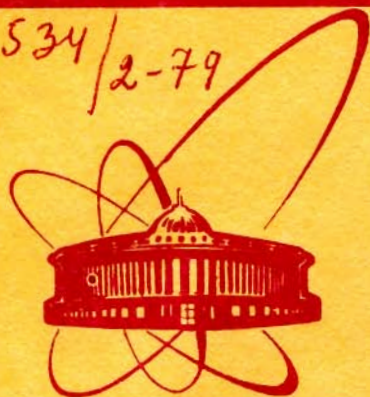


5534/2-79



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

29/2-79

T-325

P1 - 12684

П.П.Темников, А.А.Тимонина, Б.А.Шахбазян

РАЗЛИЧИЕ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА
В КУМУЛЯТИВНОЙ И НЕКУМУЛЯТИВНОЙ
ОБЛАСТЯХ

1979

P1 - 12684

П.П.Темников, А.А.Тимонина, Б.А.Шахбазян

РАЗЛИЧИЕ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА
В КУМУЛЯТИВНОЙ И НЕКУМУЛЯТИВНОЙ
ОБЛАСТЯХ

Темников П.П., Тимонина А.А., Шахбазян Б.А. P1 - 12684

Различие некоторых характеристик рождения частиц на ядрах углерода в кумулятивной и некумулятивной областях

Исследуется рождение Λ -гиперонов, K^0 -мезонов и протонов при взаимодействии нейтронов со средним импульсом 7 ГэВ/с и π^- -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с с ядрами углерода. Вводится переменная Q , имеющая смысл минимальной массы мишени, на которой возможно рождение частицы с данным импульсом. Показано, что поведения сечений и средних множественностей протонов, сопровождающих изучаемую частицу, как функций переменной Q резко различаются при $Q < 1$ и $Q > 1$. Сравнение выходов Λ -гиперонов с аналогичными данными других работ приводит к заключению, что A -зависимость выхода Λ -гиперонов в кумулятивной области имеет вид A^α , где $\alpha > 1$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Temnikov P.P., Timonina A.A., Shahbazian B.A. P1 - 12684

Difference of Some Characteristics of Particle Production on Carbon Nuclei in Cumulative and Noncumulative Regions

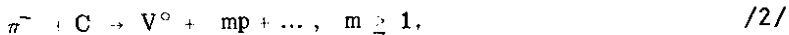
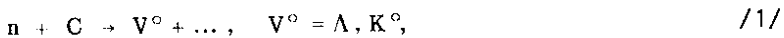
The production of Λ -hyperons, K^0 -mesons and protons at the interaction of neutrons of 7 GeV/c average momentum and 4 GeV/c π^- -mesons with carbon nuclei is investigated. Variable Q is introduced for a minimum mass of target, on which the production of particle with the given momentum is possible. It is shown that the behaviour of cross sections and average multiplicities of protons accompanying this particle, as functions of variable Q , differ strongly at $Q < 1$ and $Q > 1$. The comparison of Λ -hyperon yields with similar data available leads to the conclusion that the dependence of Λ hyperon yield in cumulative region has the form of A^α , where $\alpha > 1$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Рождение частиц на ядрах в кумулятивной области ^{/1/} в настоящее время привлекает большое внимание, т.к. может быть связано с проблемой существования многокварковых состояний. Наличие теоретических моделей, основанных на различных физических предпосылках, говорит о том, что это явление сложно и требует более детального изучения. Очень важно выделить вклад различных физических процессов, приводящих к вылету частиц за кинематическую границу взаимодействия на свободном нуклоне. Только после этого можно будет подойти к количественному изучению проблемы существования многокварковых состояний в ядре.

В данной работе мы поставили себе целью изучить рождение Λ -гиперонов, K^0 -мезонов и протонов во всей кинематической области, надеясь заметить различие в характеристиках рождения частиц в кумулятивной и некумулятивной областях. Для этой цели был использован тот же экспериментальный материал, что и в предыдущих наших работах ^{/2,3,4/}. Изучались следующие реакции:



Импульс первичных π^- -мезонов был равен 4 ГэВ/с со среднеквадратичным отклонением 0,04 ГэВ/с, а пучок нейтронов имел примерно гауссовское распределение по импульсу со средним значением 7 ГэВ/с и среднеквадратичным отклонением 2,84 ГэВ/с.

1. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ГРАНИЦЫ

Рассмотрим взаимодействие налетающей частицы a с покоящимся ядром B , в котором инклюзивно рождается частица c :



Для рождения частицы c на отдельном нуклоне b ядра B можно получить кинематическую границу в переменных p_c и $\cos\theta_c$ / p_c - импульс, а θ_c - угол вылета частицы c /, если в качестве системы X взять систему с наименьшей возможной суммой масс ^{5/}. Для простоты рассмотрим лишь случай, когда импульс нуклона b коллинеарен импульсу a . Можно показать, что границы, соответствующие тому же значению p_b , но направленному под некоторым углом к \vec{p}_a , будут лежать между двумя границами для случаев, когда \vec{p}_b направлен по \vec{p}_a и навстречу ему.

В системе центра масс a и b энергия частицы c максимальна при минимальном $M_x^2 = S_x$ и не зависит от угла вылета: $E_c^* = (s + m_c^2 - s_x^{\min}) / 2\sqrt{s}$. Скорость системы центра масс относительно лабораторной $\vec{v} = (\vec{p}_a + \vec{p}_b) / (E_a + E_b)$, поэтому из $E_c^* = -\gamma v p_c \cos\theta_c + \gamma E_c$, где $\gamma = (E_a + E_b) / \sqrt{s}$, следует что угол вылета частицы c в лабораторной системе определяется выражением

$$\cos\theta = \frac{2(E_a + E_b)E_c - m_a^2 - m_b^2 - 2E_a E_b + 2\vec{p}_a \cdot \vec{p}_b - m_c^2 + s_x^{\min}}{2|\vec{p}_a + \vec{p}_b| p_c} \quad /5/$$

Вычисленные по этой формуле зависимости $\cos\theta_c$ от p_c для рождения Λ, K^0 и p при взаимодействии π^- -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с и нейтронов с импульсом 7 ГэВ/с приведены на рис. 1, 2 и 3. Видно, что фермиевское движение в ядре существенно изменяет кинематические границы для взаимодействия с покоящимся нуклоном. Для протонов исчезает условие, что угол вылета их не превышает 90° . При рождении Λ -гиперона на нуклоне с импульсом 200 МэВ/с, движущемся навстречу π^- -мезону с импульсом 4 ГэВ/с, также исчезает предельный угол вылета /этот случай не приведен на рисунке/. Если определить кумулятивный эффект, как вылет частицы за пределы кинематических границ на отдельном нуклоне, то использование переменных p и $\cos\theta$ не очень удобно, т.к. приходится каждый раз помнить, что для различных углов предельные импульсы различаются.

Более удобной в этом отношении переменной, на наш взгляд, является минимальная масса мишени, на которой возможно рождение частицы c данным значением импульса p_c . Кроме того,

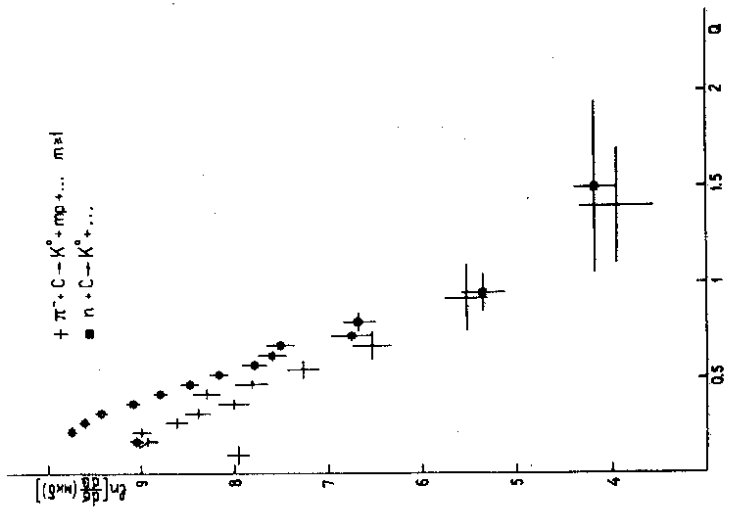


Рис. 2. То же для K^0 -мезонов.

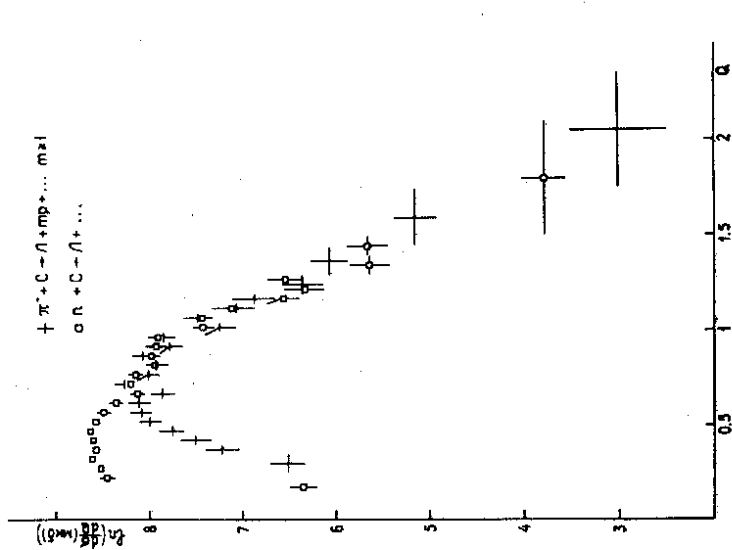


Рис. 1. Зависимость сечения рождения Λ -гиперонов от переменной Q .

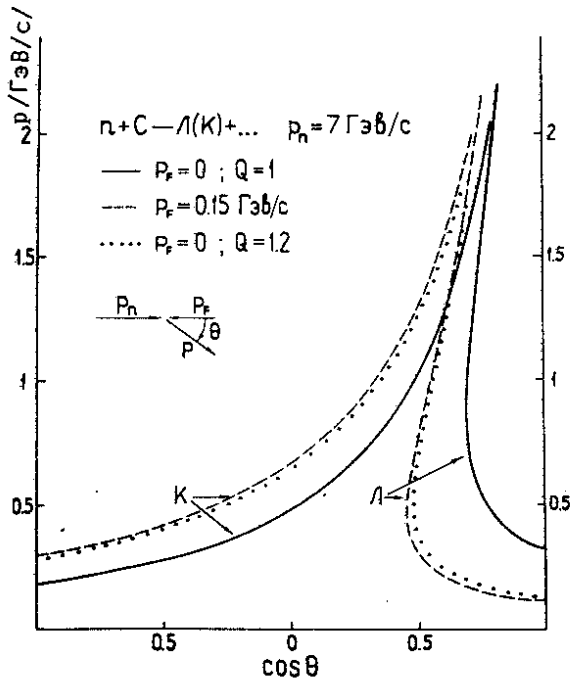


Рис. 3. Кинематические границы рождения Λ -гиперонов и K^0 -мезонов на нуклоне в nC -взаимодействии. Области, расположенные правее соответствующих кривых, разрешены по кинематике.

эта переменная удобнее и потому, что распределения по ней гораздо проще, чем по кинетической энергии или квадрату импульса частицы с ^{6,3,4/}.

Выражение для этой переменной легко получить из закона сохранения энергии-импульса и требования минимальности массы мишени. Рассмотрим реакцию $a + b \rightarrow c + X$, где $m_b = Qm_p$, $m_x = m_x(b \equiv p) + (Q-1)m_p$. Из закона сохранения четырехимпульса $p_a + p_b = p_c + p_x$ при $m_x = m_x^{\min}(b \equiv p) + (Q-1)m_p \equiv M + Qm_p$ легко получить в системе покоя b выражение

$$Q = \frac{M^2 - (p_a - p_c)^2}{2m_p(E_a - E_c - M)} \quad /6/$$

Нетрудно это выражение записать в релятивистски-инвариантном виде:

$$Q = \frac{M^2 - (p_a - p_c)^2}{2m_p [(p_a - p_c) \cdot p_b / m_b - M]}$$

Из выражения /6/ видно, что условие $Q=1$ эквивалентно формуле /5/ при $p_b=0$. Таким образом, значения $Q > 1$ соответствуют случаю, когда частица С кумулятивна. На рис. 1,2 и 3 точечной линией приведены зависимости $\cos\theta_c$ от p_c , полученные из условия $Q=1,2$. Во всех случаях эти линии почти совпадают с кинематическими границами для рождения частицы С на движущемся нуклоне ядра с импульсом 150 МэВ/с. Это обстоятельство позволяет простым образом отделяться от эффектов фермиевского движения с импульсом меньше заданного. Достаточно взять лишь такие события, для которых условие $Q = \text{const}$ дает линию, близкую к границе рождения на движущемся с заданным импульсом нуклоне.

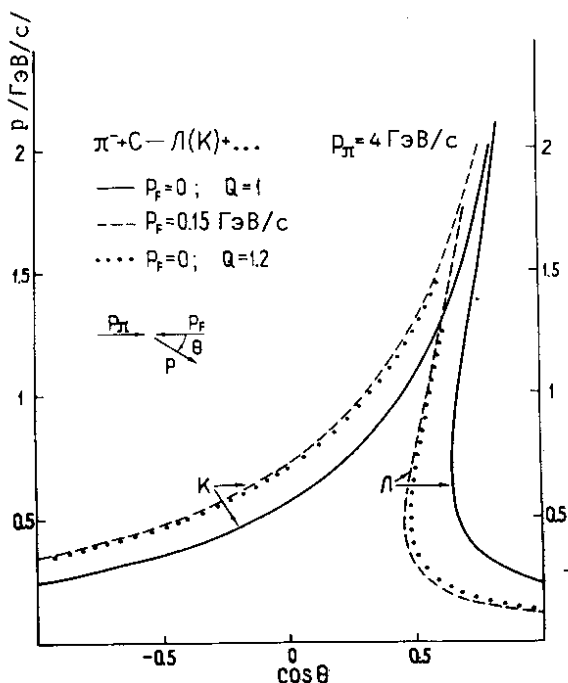


Рис. 4. То же для π^+C - взаимодействия.

2. ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ Λ -ГИПЕРОНОВ И K^0 -МЕЗОНОВ ОТ ПЕРЕМЕННОЙ Q

В наших предыдущих работах /3,4/ было показано, что зависимость сечения образования кумулятивных Λ -гиперонов

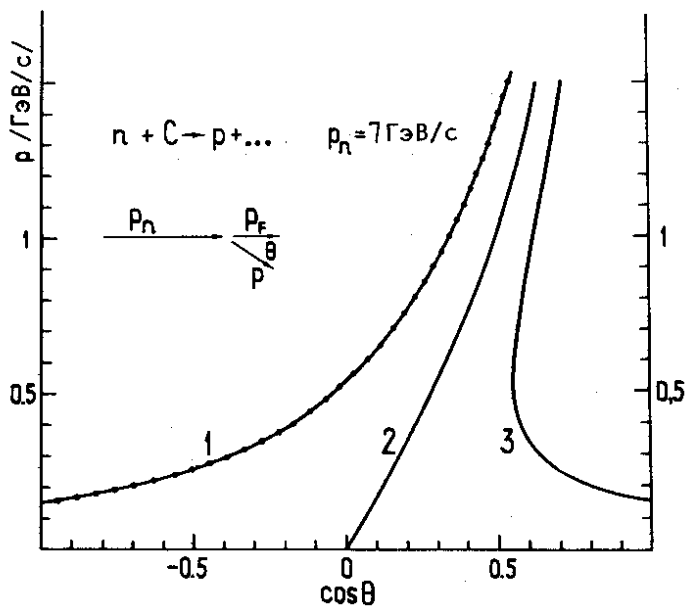
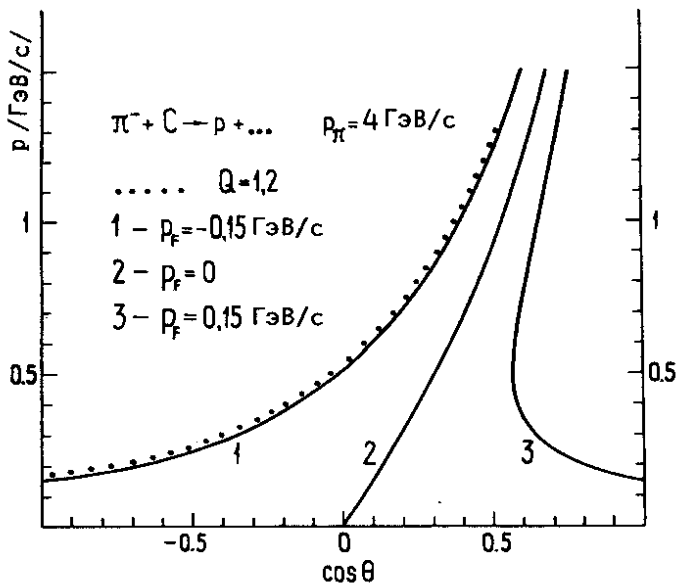


Рис. 5. То же для рождения протонов.

и протонов от Q в кумулятивной области имеет простой экспоненциальный вид. Показатели наклона экспоненты совпадают для реакций /1/ и /2/. В данной работе мы приводим аналогичные зависимости для Λ и K^0 во всей области по Q . Из рис. 4 видно, что распределения Λ -гиперонов в реакциях /1/ и /2/ существенно различаются в некумулятивной области ($Q < 1$) и совпадают при $Q > 1$. Такое сильное различие зависимости сечения от переменной Q в кумулятивной и некумулятивной областях свидетельствует о различии механизмов образования Λ -гиперонов в этих областях. Как видно из рис. 5, сечения образования K^0 -мезонов с $Q > 1$ очень малы и наша статистика не позволяет нам сказать что-либо определенное об этой области. Любопытно, однако, что для K^0 -мезонов сечения в реакциях /1/ и /2/ выходят на экспоненциальный режим уже при значениях Q порядка 0,5, а не 1, как в случае Λ -гиперонов.

3. КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ КУМУЛЯТИВНОЙ ЧАСТИЦЕЙ И ЧИСЛОМ ПРОТОНОВ В СОБЫТИИ

Число протонов в событии, очевидно, характеризует степень участия ядра во взаимодействии. Естественно поэтому изучить зависимость средней множественности протонов от характеристик кумулятивной частицы.

Поскольку не во всех изучаемых нами реакциях возможно определение средней множественности протонов, то мы приводим данные для величин, определенных следующим образом:

$$\bar{n}_p(Q) = \frac{\sum_{n_p=1}^6 n_p N_{n_p}(Q)}{\sum_{n_p=1}^6 N_{n_p}(Q)},$$

где $N_{n_p}(Q)$ - число событий с n_p протонами, в которых кумулятивная частица лежит в интервале $(Q - \Delta Q, Q + \Delta Q)$. Эта величина отличается от средней множественности $\bar{n}_p(Q)$ тем, что в знаменателе не учтено число событий без протонов

$N_0(Q)$, поэтому $\bar{n}(Q) = \bar{n}_p(Q)(1 + N_0(Q) / \sum_{n=1}^6 N_n(Q))$.

Для рождения Λ и K^0 в pC -взаимодействиях мы приводим обе величины. Для реакций /3/ и /4/ кумулятивным считался протон с максимальным Q в событии, а в качестве n_p бралось число протонов, сопровождающих его.

На рис. 6, 7 и 8 приведены зависимости $\bar{n}_p(Q)$ для Λ -гиперонов, K^0 -мезонов и протонов. На всех рисунках видно,

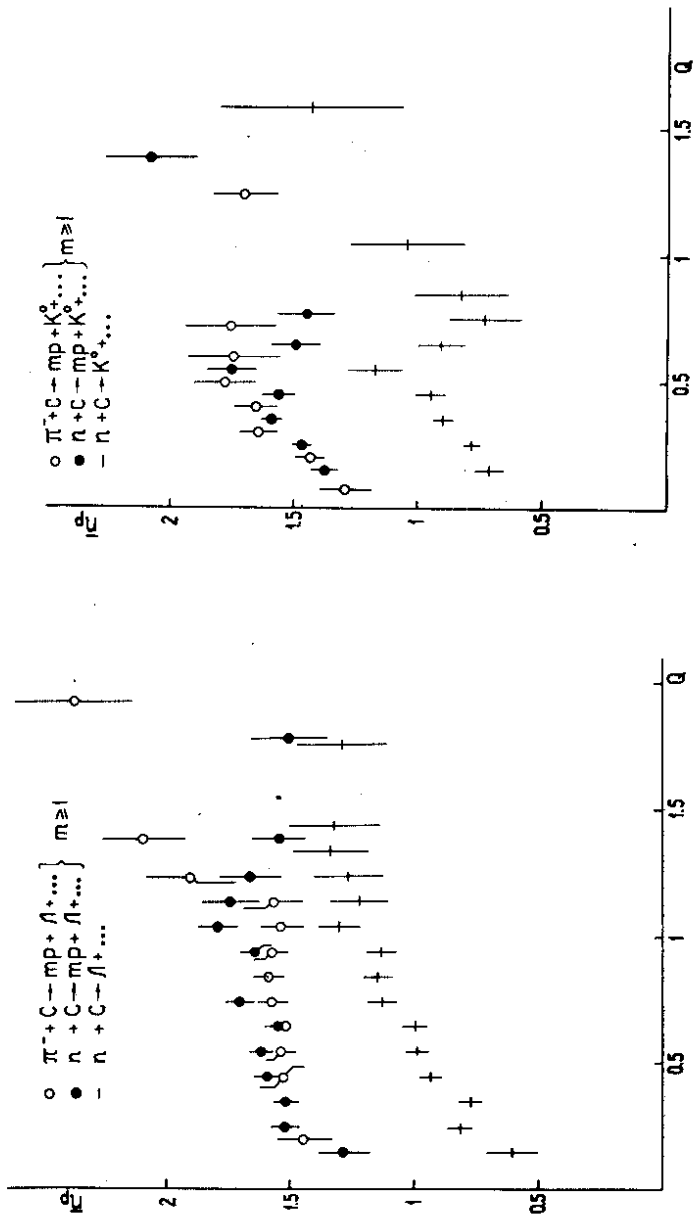


Рис. 6. Зависимость множественности протонов, сопровождающих Λ -гиперон, от переменной Q .

Рис. 7. То же для K^0 -мезонов.

что существует явное различие в поведении множественностей протонов для событий с $Q < 1$ и $Q > 1$. Это еще раз свидетельствует в пользу вывода о том, что рождение частиц в этих двух областях обусловлено различными механизмами. Для K^0 -мезонов изменение поведения множественностей, как и сечений, начинается с $Q \approx 0,5 \div 0,6$.

Видно резкое различие в $\bar{n}(Q)$ для Λ -гиперонов в π^-C - и nC -взаимодействиях при $Q \geq 1,2$.

Разность $\bar{n}_{\pi C}(Q \geq 1,2) - \bar{n}_{nC}(Q \geq 1,2)$ равна $0,532 \pm 0,136$, т.е. отличие составляет почти четыре стандартных отклонения. Такое различие на первый взгляд находится в противоречии с гипотезой об отсутствии длиннодействующих корреляций и с гипотезой ядерного скейлинга $^{1/3}$, которые утверждают, что в области фрагментации ядра характеристики наблюдаемой частицы не должны зависеть от налетающей частицы, что неплохо согласуется с экспериментами.

Это противоречие можно объяснить, если учесть, что $\bar{n}(Q)$ отличается от истинной средней множественности $\bar{n}(Q)$ множителем $(1 + N_0/Q)/N_{\geq 1}(Q)$. Величины отношений

$N_0(Q)/N_{\geq 1}(Q)$ можно грубо оценить для $Q \geq 1,2$, подсчитывая число каналов с протонами и без них в реакциях

$\pi^- + (2N) \rightarrow \Lambda + K + N + m\pi$ и $p + (2N) \rightarrow \Lambda + K + 2N + m\pi$ и предполагая, что все каналы равновероятны. При $m \leq 6$ для отношения

$\bar{n}_{\pi C}(Q \geq 1,2)/\bar{n}_{nC}(Q \geq 1,2)$ получаем величину $0,932 \pm 0,067$. Таким образом, средние множественности протонов, сопровождающих кумулятивный Λ -гиперон с $Q \geq 1,2$ в nC - и π^-C -взаимодействиях весьма близки. Подчеркнем, что

существенным предположением для этого вывода является допущение о взаимодействии налетающей частицы сразу с двумя нуклонами ядра углерода.

Средняя множественность протонов, сопровождающих Λ -гиперон в nC -взаимодействии, при $Q \geq 1,2$ перестает расти и выходит на среднее значение $1,289 \pm 0,084$. Если учесть, что таким же должно быть среднее число нейтронов и один нуклон фрагментирует в Λ -гиперон, то среднее число вылетевших из ядра нуклонов будет равно $3,578 \pm 0,168$. Любопытно, что оно близко к числу нуклонов $3/2 A^{1/3} \approx 3,43$ в трубке ядерного вещества с длиной, равной диаметру ядра.

4. ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДА КУМУЛЯТИВНЫХ Λ -ГИПЕРОНОВ ОТ АТОМНОГО НОМЕРА ЯДРА

Для извлечения A -зависимости выхода Λ -гиперонов в кумулятивной области можно сравнить наши данные по реак-

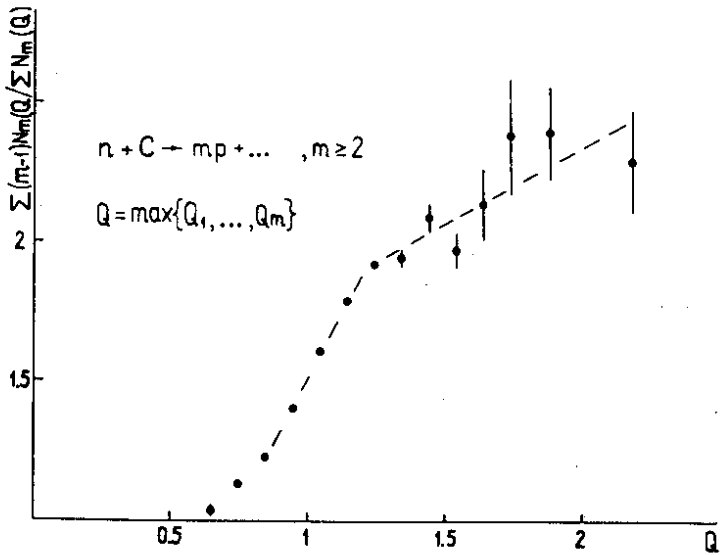
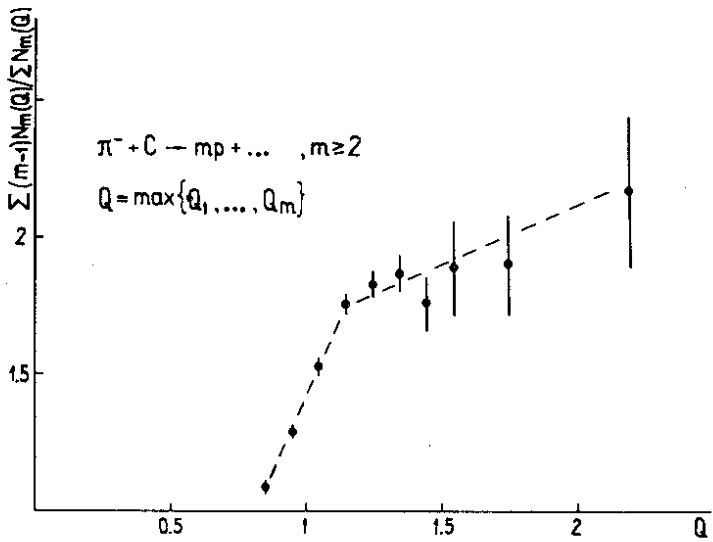


Рис. 8. То же для протонов. Пунктирная кривая проведена от руки.

ции /2/ с данными работы /8/, где изучалось взаимодействие π^- -мезонов с импульсом 2,9 ГэВ/с на смеси ядер углерода и ксенона с рождением Λ -гиперонов под углом больше 47° в системе покоя ядер. Авторы этой работы попытались оценить A -зависимость выхода кумулятивных гиперонов, исходя из предположения, что распределение событий по числу протонов можно аппроксимировать суммой двух распределений Пуассона. Это дало довольно удивительный результат: выход кумулятивных Λ -гиперонов зависит от атомного номера ядра, как A^α , где $\alpha = 0,56 \pm 0,08$.

Для кумулятивных пионов и протонов, как известно /1/, α превышает единицу. Прямое сравнение нашего сечения с данными обсуждаемой работы дает для α величину $1,49 \pm 0,18$. Эта цифра получена в предположении, что сечение рождения кумулятивных Λ -гиперонов на углероде не меняется при увеличении импульса пионов от 2,9 до 4 ГэВ/с. Рост сечения в этой области начальных импульсов только увеличивает величину α . Таким образом, можно утверждать, что выход Λ -гиперонов в кумулятивной области так же резко зависит от атомного номера ядра, как и выход кумулятивных протонов и пионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baldin A.M. Proceedings of the XIX Int.Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p.455.
2. Shahbazian B.A., Temnikov P.P., Timonina A.A. JINR, E1-11519, Dubna, 1979.
3. Темников П.П., Тимонина А.А., Шахбазян Б.А. ОИЯИ, P1-12138, Дубна, 2979.
4. Темников П.П., Шахбазян Б.А. ОИЯИ, P1-12139, Дубна, 1979.
5. Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц. "Мир", М., 1975.
6. Ставинский В.С. ОИЯИ, P2-9528, Дубна, 1976.
7. Leksin G.A. Proceedings of the XVII Int.Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, p. A6-3.
8. Лексин Г.А., Смирнитский А.В. ИТЭФ-153, М., 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июля 1979 года.