

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

T-325

1-80-220

ТЕМНИКОВ
Петр Петрович

ИССЛЕДОВАНИЕ
КУМУЛЯТИВНЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ СТРАННЫХ
ЧАСТИЦ И ПРОТОНОВ
В СТОЛКНОВЕНИЯХ БЫСТРЫХ π^- -МЕЗОНОВ
И НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1980

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединённого института ядерных исследований.

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Бениамин Ашотович
Шахбазян.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Анатолий Васильевич
Ефремов.

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Ким Шмавович
Егтян.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
НИИЯФ МГУ им. М.В.Ломоносова, г.Москва.

Защита диссертации состоится "___" _____ 1980 года
в _____ час. на заседании специализированного совета Д-047.01.02
при Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных
исследований, г.Дубна, Московской области, Лаборатория высоких
энергий, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Лаборатории
высоких энергий ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 1980 года.

Учёный секретарь
специализированного
совета

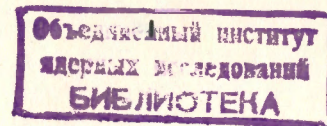
М.Ф.Лихачёв М.Ф.Лихачёв

Общая характеристика работ

Актуальность проблемы. В начале семидесятых годов в физике высоких энергий сложилась новая область исследований – релятивистская ядерная физика. Одним из наиболее интересных событий в этой области было предсказание и открытие кумулятивного эффекта. Пока ещё не существует общепринятой теоретической картины этого явления, но ясно, что как процесс с большой передачей импульса, кумулятивный эффект должен описываться на кварковом языке, т.е. с помощью квантовой хромодинамики. Главный вопрос состоит в выяснении области применимости квантовохромодинамического подхода. Для этого чрезвычайно важно выделить в кумулятивном эффекте вклады от "фоновых" процессов (фермиевского движения нуклонов ядра, перераспределения наблюдаемых частиц в ядре и т.п.). Решение этой задачи возможно лишь при наличии большого количества разнообразных экспериментальных фактов и детальных теоретических моделей, корректно описывающих пространственно-временную картину взаимодействия.

Основная часть имеющихся экспериментальных фактов относится к одночастичным инклюзивным распределениям пионов и протонов. Изучение рождения нейтральных странных частиц (K^0 -мезонов, Λ -гиперонов) в кумулятивной области весьма актуально, т.к. они содержат странный кварк. Нарушение чётности при слабом распаде Λ -гиперона позволяет очень просто измерять такую тонкую и малоизученную характеристику явления, как поляризация кумулятивной частицы. Изучение кумулятивных протонов с наблюдением всех остальных протонов в событии, безусловно, увеличивает количество информации о процессе взаимодействия с ядром.

Цель работы состояла в экспериментальном исследовании столкновений нейтронов со средним импульсом 7 ГэВ/с и π^- -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с с ядрами углерода с образованием Λ -гиперонов, K^0 -мезонов и протонов в кинематической области, запрещенной для реакций на свободном покоем нуклоне. В задачи исследования входило изучение инвариантных дифференциальных сечений в кумулятивной области, определение поляризации Λ -гиперонов и зависимости их выхода от атомного числа мишени (путём сопоставления с другими экспериментами), анализ корреляций между числом протонов в событии и характеристиками кумулятивной частицы.



Новизна работы заключается в том, что впервые получены данные по рождению Λ -гиперонов и K^0 -мезонов на однородной по составу мишени (ядрах углерода) и впервые изучено образование кумулятивных частиц в столкновениях нейтронов с ядрами.

Научная ценность работы. Проведено исследование рождения Λ -гиперонов и K^0 -мезонов в двух реакциях в рамках одной и той же методики. Изучена поляризация кумулятивных Λ -гиперонов, что весьма важно для всех теоретических моделей, пытающихся объяснить кумулятивный эффект.

На большой статистике исследовано образование кумулятивных протонов в многопротонных событиях при столкновении нейтронов и Π -мезонов с ядрами углерода.

Сравниваются характеристики наблюдаемых частиц в кумулятивной и некумулятивной областях в рамках одной методики.

Практическая ценность работы. Полученные данные существенно увеличили количество информации о кумулятивном образовании частиц, что важно для создания единой физической картины этого процесса. Данные по рождению кумулятивных Λ -гиперонов могут быть использованы для планирования дальнейших экспериментов по изучению этих процессов на большой статистике с помощью электронных установок.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на научных семинарах в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, представлялись на Международную конференцию по физике высоких энергий в Токио (1978).

Публикации. Основное содержание настоящей диссертации опубликовано в четырёх работах.

Объём диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырёх глав и заключения. Диссертация содержит 90 страниц, включая 30 рисунков и 5 таблиц.

Автор защищает результаты исследований образования кумулятивных частиц (на основе данных, полученных на 55-сантиметровой пропановой камере ЛВЭ) в следующих процессах:

1) инклюзивное рождение Λ -гиперонов на статистике 3462 событий в n C - и Π C - взаимодействиях;

2) инклюзивное рождение K^0 -мезонов на статистике 2222 событий в n C - и 658 в Π C - взаимодействиях;

3) рождение протонов в событиях с двумя и более протонами на статистике 13698 событий в n C - и 2045 событий в π^- C-взаимодействиях.

Содержание диссертации

Во введении отмечается актуальность изучения кумулятивного эффекта, формулируется постановка задачи, показывается соответствие методики пропановой пузырьковой камеры поставленной задаче. Кратко перечислены основные результаты исследований, описанных в диссертации.

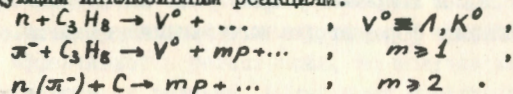
В первой главе даётся определение основных величин, используемых для описания инклюзивных реакций, т.к. большинство экспериментов по кумулятивному эффекту проведено в инклюзивной постановке. Сформулированы гипотезы предельной фрагментации и масштабной инвариантности. Далее приводится обзор основных экспериментальных работ, посвящённых кумулятивному эффекту, и перечисляются основные закономерности, обнаруженные в этих экспериментах. Кратко рассматриваются существующие теоретические модели для объяснения этого явления.

Вторая глава диссертации посвящена описанию экспериментальной методики и основным кинематическим определениям. Экспериментальный материал получен с помощью 55-сантиметровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облучённой в пучках нейтронов и Π^- -мезонов на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Камера имела размеры 28 x 55 x 14 см³ и находилась в постоянном магнитном поле 15,2 кГс. Оптическая система позволяла определять координаты в пространстве камеры с точностью 80 мк по оси X, 135 мк по оси Y (вдоль пучка) и 390 мк по оси Z (по вертикали).

Нейтронный пучок получался при облучении протонами с энергией 10 ГэВ мишени из бериллия внутри синхрофазотрона.

Импульсное распределение нейтронов в пучке было почти гауссовым со средним значением 7,04 ГэВ/с и среднеквадратичным отклонением 2,84 ГэВ/с. Пучок Π^- -мезонов имел средний импульс $(4,0 \pm 0,06)$ ГэВ/с.

Отбор событий и их обработка проводились по стандартной для пузырьковых камер методике. Отбирались события, соответствующие следующим инклюзивным реакциям:



Эффективность нахождения событий в двух независимых просмотрах составляла 95%. Для каждого трека определялся его знак, импульс (по кривизне в магнитном поле или по пробегу в пропане, если частица останавливалась) и направляющие косинусы. Эта информация использовалась при визуальной идентификации частиц из взаимодействия и от распада V^0 . Кинематическая идентификация V^0 -частиц производилась с помощью метода наименьших квадратов. Проверались две гипотезы: $V^0 \equiv \Lambda$ и $V^0 \equiv K^0$, для каждой из которых выдавались подобранные значения импульсов и углов V^0 -частицы и продуктов её распада, соответствующие измеренным значениям и законам сохранения. Гипотеза принималась, если наименьшее значение χ^2 не превышало 11,5. Если оказывалось, что $|\chi^2(\Lambda) - \chi^2(K)| > 3$, и эти гипотезы не удавалось разделить при идентификации треков, то принималась гипотеза с меньшим значением χ^2 . 20% всех событий содержали неразделенные гипотезы. Все эти V^0 -частицы были приняты за Λ -гипероны. Основанием для этого был тот факт, что в системе покоя V^0 -частицы распределение по углу между частицей распада и направлением импульса V^0 в лабораторной системе должно быть изотропным. Из анализа этих распределений следует, что если все неразделенные V^0 -частицы принять за Λ -гипероны, то примесь K^0 -мезонов ко всем Λ -гиперонам не превышает 2%.

Вся физическая информация о событиях была записана на магнитные ленты на машинах СДС-1604 и СДС-6500. Физический анализ производился с помощью программы статистической обработки данных SUMX.

Для определения сечений реакций и для устранения возможных искажений физических распределений важно было учесть потери V^0 -частиц из-за ограниченных размеров камеры и других условий наблюдения. Для этого была создана программа, которая для каждого события вычисляла эффективность регистрации путём моделирования процесса рождения и распада нейтральных частиц в реальных условиях эксперимента. При вычислении сечений учитывались также поправки на нейтральные моды распада Λ и K^0 , на эффективность просмотра событий и на неизмеримые события.

В заключение главы подробно рассмотрена кинематика кумулятивного эффекта. Приведены формулы для вычисления кинематических

границ с учётом фермиевского движения. Дано определение кумулятивного числа Q как минимальной массы мишени, на которой может быть рождена наблюдаемая частица с данным импульсом. Релятивистски-инвариантное выражение для этой переменной в реакции

$$a + b \rightarrow c + x \text{ имеет вид}$$

$$Q = \frac{M^2 - (P_a - P_c)^2}{2m_p[(P_a - P_c) \cdot P_b / m_b - M]}$$

где $M = m_x^{min}(b \equiv p) - m_p$. Из уравнения $Q = 1$ получается точное выражение для кинематической границы рождения частицы C на протоне в переменных P_c и $\cos^2 \theta_c$. На рис. 1 и 2 приведены кинематические границы для рождения Λ -гиперонов и K^0 -мезонов в нейтронном и пионном облучениях.

В третьей главе диссертации рассматривается рождение кумулятивных Λ -гиперонов и K^0 -мезонов в реакциях

$$n + C \rightarrow \Lambda(K^0) + \dots, \quad \langle P_n \rangle = 7 \text{ ГэВ/с},$$

$$\pi^- + C \rightarrow \Lambda(K^0) + m_p + \dots, \quad P_\pi = 4 \text{ ГэВ/с}.$$

Наиболее интересной характеристикой кумулятивного эффекта, которую даёт изучение Λ -гиперонов, является поляризация кумулятивных частиц. До нашей работы была обнаружена сильная поляризация Λ -гиперонов, рождающихся при взаимодействии Π^- -мезонов с импульсом 2,9 ГэВ/с со смесью ядер ксенона и углерода. Поляризация достигала 100% при углах вылета 90° в лабораторной системе. Факт существования большой поляризации на сегодняшний день трудно объяснить в рамках большинства теоретических моделей, поэтому проверка его в различных условиях является крайне важной. В наших работах^{1,2/} этот результат был подтверждён сразу в двух реакциях, различающихся природой и энергией налетающей частицы. Поскольку поляризация весьма чувствительна к искажениям из-за условий регистрации частиц, необходимо было убедиться, что наши данные свободны от значительных искажений. Поляризация определялась двумя различными способами, один из которых учитывает геометрическую эффективность регистрации каждого события, а другой основан на предположении об одинаковой вероятности наблюдения данного события и его зеркального отражения в плоскости, содержащей в себе импульс начальной частицы. Разница в значениях поляризации, вычисленных двумя этими способами, почти на порядок меньше статистических ошибок. Более того, если вычислять поляризацию в предположении стопроцентной эффективности регистрации, то полученные значения так же мало отличаются от величин, полученных вышеуказанными способами.

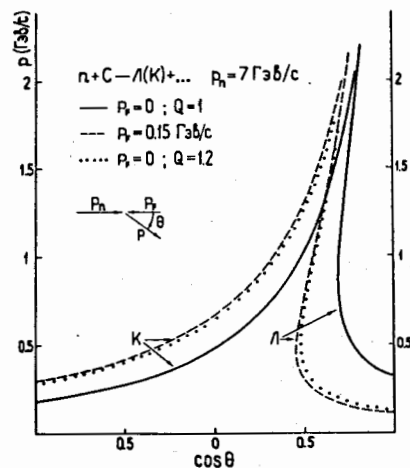


Рис.1. Кинематические границы рождения Λ -гиперонов и K^0 -мезонов на нуклоне в n - C -взаимодействии. Области, расположенные правее соответствующих кривых, разрешены по кинематике.

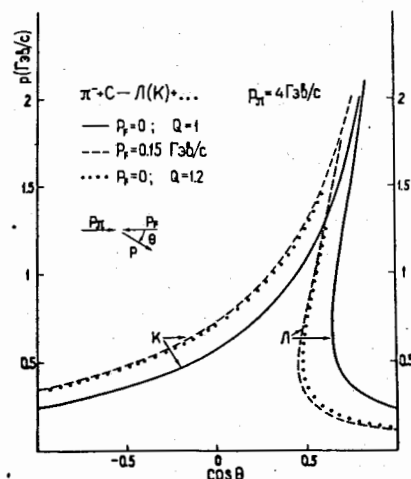


Рис.2. То же для π - C -взаимодействий.

Наличие большой поляризации в кумулятивном эффекте было объяснено в кварк-партоновой модели с жёстким соударением кварков. Одним из предсказаний модели является независимость поляризации от сорта и энергии налетающих частиц. Эта модель объясняет и наличие поляризации при инклюзивном рождении Λ -гиперонов с большими поперечными импульсами. На рис.3 приведены наши данные по зависимости поляризации от угла вылета Λ -гиперонов в лабораторной системе. На этом же рисунке приведены существующие данные по поляризации Λ -гиперонов с большими поперечными импульсами, пересчитанные с помощью кварк-партоновой модели на область кумулятивного эффекта. Видно хорошее качественное согласие всех данных, абсолютные же величины сравнивать трудно из-за больших статистических ошибок, и качественного характера модели.

Для кумулятивных протонов и пионов инвариантное дифференциальное сечение $E d^3\sigma/d^3p$ хорошо описывается экспоненциальной зависимостью $A \exp(-T/T_0)$ от кинетической энергии. Аналогичная закономерность обнаружена и для Λ -гиперонов. В таблице I приведены результаты подгонки экспериментальных распределений $\frac{1}{\Delta\Omega} \frac{1}{P_A} \frac{d\sigma}{dT_A}$ кривой $A e^{-BT}$ в интервале кинетических энергий ΔT в разных угловых диапазонах вылета Λ -гиперонов.

Таблица I

	$n+C \rightarrow \Lambda+\dots$			$\pi^-+C \rightarrow \Lambda+mp+\dots$		
$\cos\theta_A$	-1+0,637	0,5+0,64	-1+0,5	-1+0,64	0,5+0,64	-1+0,5
ΔT (МэВ)	30+710	60+710	40+510	30+290	10+240	40+200
A ($\frac{1}{\text{ГэВ}^2 \cdot \text{ср}}$)	925+86	1626+415	418+103	2098+396	4062+1210	3742+1200
B (ГэВ $^{-1}$)	11,1+1	7,7+1	131+1,6	18+1,7	11,8+2,6	26,5+3,7
$\chi^2/\text{число степеней свободы}$	16,6/11	6,8/4	5,7 ^н 4	7,5/6	0,8/1	3/2

Из этой таблицы видно, что параметр наклона экспоненты сильно зависят от угла и что в нейтронном облучении Λ -гипероны в среднем более быстры.

Зависимость сечения образования Λ -гиперонов от минимальной массы мишени (кумулятивного числа) приведена на рис.4. Видно, что в кумулятивной области ($Q > 1$) сечения близки по величине и имеют экспоненциальный вид. При подгонке этих распределений экспонентной e^{-BQ} для параметра B получены значения $5,4 \pm 0,4$

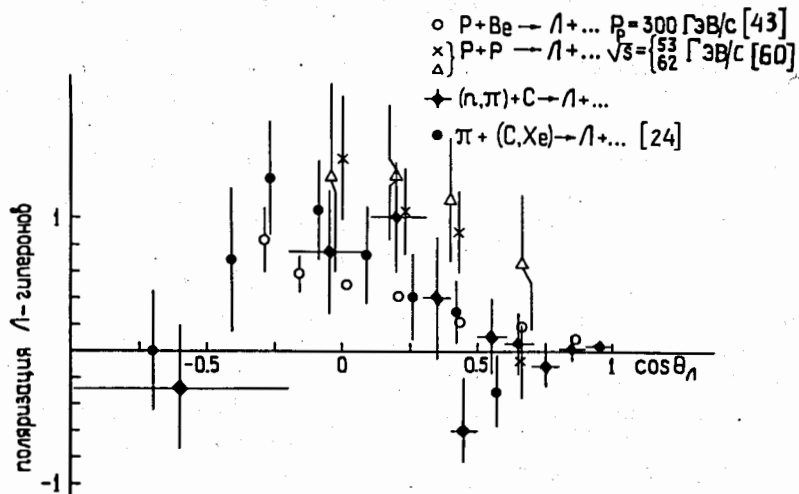


Рис.3. Зависимость поляризации Λ -гиперонов от угла вылета.

Первые три набора данных пересчитаны на область кумулятивного эффекта с помощью кварк-партонной модели.

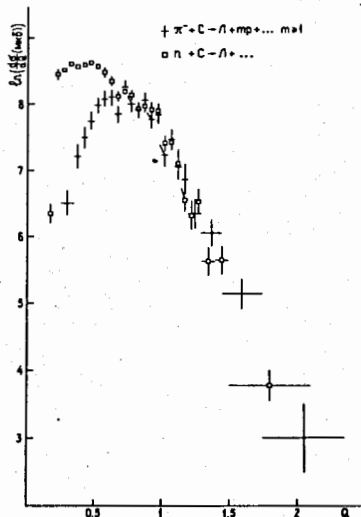


Рис.4. Зависимость сечения рождения Λ -гиперонов от кумулятивного числа Q .

и $4,3 \pm 0,4$ в нейтронном и пионном облучениях соответственно. Обращает на себя внимание факт различия характера зависимости сечения от переменной Q в кумулятивной ($Q > 1$) и некумулятивной областях.

Число протонов в событии, очевидно, характеризует степень участия ядра во взаимодействии. Естественно поэтому изучить зависимость средней множественности протонов от характеристик кумулятивной частицы. На рис.5 и 6 приведены величины

$$\tilde{n}_p(Q) = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} n N_n(Q)}{\sum_{n=1}^{\infty} N_n(Q)},$$

где $N_n(Q)$ - число событий с n протонами, в которых кумулятивная частица имеет Q в интервале $(Q - \Delta Q, Q + \Delta Q)$ для рождения Λ -гиперонов и K^0 -мезонов. Для нейтронного облучения вычислены также и средние множественности $\bar{n}_p(Q)$, которые отличаются от $\tilde{n}_p(Q)$ тем, что в знаменателе суммирование начинается с $n=0$. В некумулятивной области величина \bar{n}_p линейно растёт с увеличением Q , а в кумулятивной остаётся примерно постоянной. Величины $\tilde{n}_p(Q)$ близки для пионного и нейтронного облучения в некумулятивной области. Их различие в кумулятивной области можно объяснить исходя из их определения и сохранения электрического заряда.

Очень важной характеристикой кумулятивного эффекта является зависимость от атомного номера ядра. Для извлечения A -зависимости выхода Λ -гиперонов в кумулятивной области мы использовали наши данные и данные группы ИТЭФ, где изучалось взаимодействие Π^- -мезонов с импульсом 2,9 ГэВ/с на смеси ядер углерода и ксенона с рождением Λ -гиперонов под углами больше 47° в системе покоя ядер^{*}). Если представлять эту зависимость как A^α , то для параметра α получается величина $1,49 \pm 0,18$. 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 увеличит величину α . Таким образом можно утверждать, что выход Λ -гиперонов в кумулятивной области так же резко зависит от атомного ядра, как и выходы кумулятивных протонов.

Четвёртая глава посвящена изучению рождения протонов в реакциях



*) Лексин Г.А., Смирнитский А.В. ИТЭФ-153, Москва, 1978.

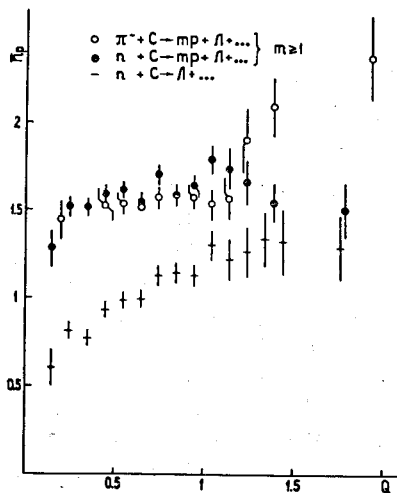


Рис.5. Множественность протонов, сопровождающих Λ -гиперон с данным значением Q .

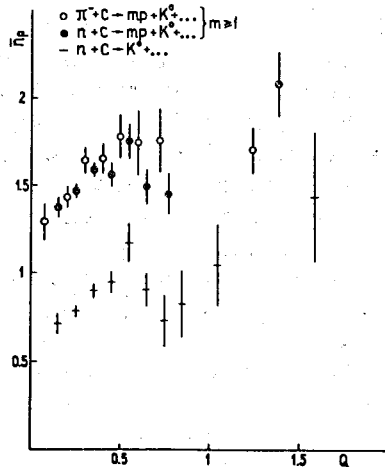


Рис.6. Множественность протонов, сопровождающих K^0 -мезон с данным значением Q .

когда хотя бы один протон вылетает в заднюю полусферу в системе покоя ядра углерода. Число таких событий в первой реакции было 8047, а во второй - 1320. Около 90 процентов всех протонов оставались в камере, и их импульс определялся по пробегу. Дейтроны не могли быть отделены по ионизации от протонов, поэтому им приписывалась кинетическая энергия, примерно в полтора раза меньшая, чем их истинная кинетическая энергия. Использование этого факта и результатов работ, где измерялись выходы протонов и дейтронов, позволило оценить примесь дейтронов в нашем случае. Эта примесь падает с кинетической энергией протонов и при 50 - 60 МэВ не превышает нескольких процентов.

Подробно анализируется зависимость инвариантного сечения рождения кумулятивных протонов от кинетической энергии. Эти зависимости построены в разных угловых диапазонах, в событиях с разным числом (m) протонов и с разным числом (ℓ) протонов, вылетающих в заднюю полусферу.

В таблице 2 приведены значения средней кинетической энергии в реакциях (1) и (2).

Таблица 2

$\pi^- + C \rightarrow mp + \dots$			$\pi^- + C \rightarrow mp + \dots$			
ℓ	m	$\langle T \rangle \pm \sqrt{(\langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2)/N}$ (МэВ)	ℓ	m	$\langle T \rangle \pm \sqrt{(\langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2)/N}$ (МэВ)	
≥ 1	2	$33,61 \pm 0,55$	≥ 4	2	$38,68 \pm 1,4$	
	3	$33,93 \pm 0,58$		3	$40,31 \pm 1,54$	
	4	$36,41 \pm 0,87$		4	$40,37 \pm 1,92$	
	5	$35,01 \pm 1,05$		≥ 2	4	$40,53 \pm 1,04$
	2	$34,42 \pm 0,35$				
≥ 2	3	$32,95 \pm 0,77$	≥ 2	2	$40,86 \pm 1,45$	
	2	$33,83 \pm 0,5$				
	4	$35,51 \pm 0,89$				
≥ 3	3	$35,03 \pm 1,29$	≥ 3	3	$40,12 \pm 4,7$	
	3	$33,35 \pm 2,01$				
≥ 4	4	$35,86 \pm 1,65$	≥ 3	3	$38,32 \pm 3,83$	
	3	$34,91 \pm 1,19$				
≥ 4	4	$35,55 \pm 1,47$	≥ 4	4	$31,34 \pm 3,86$	
	4	$33,97 \pm 3,11$				

В реакции (2), как видно из таблицы, кумулятивные протоны в среднем более быстры, чем в реакции (1). Зависимость средней кинетической энергии от числа протонов в событии и от числа протонов с $\cos^2 \vartheta_p < 0$ очень слабая.

Зависимости инвариантного сечения от минимальной массы мишени для реакций (1) и (2) приведены на рис. 7 и 8, а результаты подгонки их экспонентой - в таблице 3.

Таблица 3

Результаты подгонки $\int \frac{E}{p^2} \frac{dQ}{d \cos^2 \vartheta} \frac{d^2 \sigma}{dQ dp} dp$ кривой Ae^{-BQ} в интервале ΔQ

	m	ΔQ	B	$\chi^2/\text{число степеней свободы}$
n+c → mp+...	≥ 2	1,2 ± 2,5	10,8 ± 0,2	47,9/40
	2	1,22 ± 2,42	11,1 ± 0,4	14,4/14
	3	1,22 ± 2,5	10,3 ± 0,4	13,9/17
	4	1,22 ± 2,0	10,0 ± 0,5	23,4/14
	≥ 5	1,22 ± 2,0	9,8 ± 0,7	4,8/9
π+c → mp+...	≥ 2	1,13 ± 2,5	10,1 ± 0,4	32,6/29
	2	1,14 ± 2,5	9,8 ± 0,6	11/10
	3	1,14 ± 2,5	9,8 ± 0,8	18/10
	4	1,17 ± 2,0	9,8 ± 0,9	6,1/7
	≥ 4	1,15 ± 2,0	10,5 ± 0,8	10,6/8

Видно, что данные хорошо описываются одной экспонентой с параметром наклона B, не зависящим в пределах ошибок от числа протонов в событии и сорта налетающей частицы.

В конце главы рассмотрена корреляция между протоном, имеющим максимальное значение кумулятивного числа Q в событии, и числом остальных протонов в событии. Поскольку в реакциях (1) и (2) нет событий с одним протоном, то невозможно определить среднее число протонов, сопровождающих протон с максимальным значением переменной Q. Поэтому изучалась величина

$$\tilde{n}(Q) = \sum_{m=2}^6 (m-1) N_m(Q) / \sum_{m=2}^6 N_m(Q).$$

На рис.9 приведены зависимости $\tilde{n}(Q)$ для реакций 1 и 2. С увеличением Q величина \tilde{n} растёт, что вполне естественно.

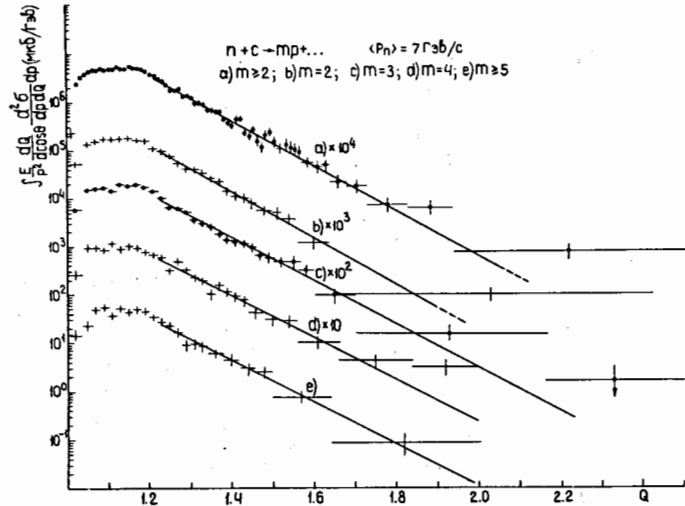


Рис.7. Инвариантное сечение как функция переменной Q для реакции (1) с разным числом протонов в событии.

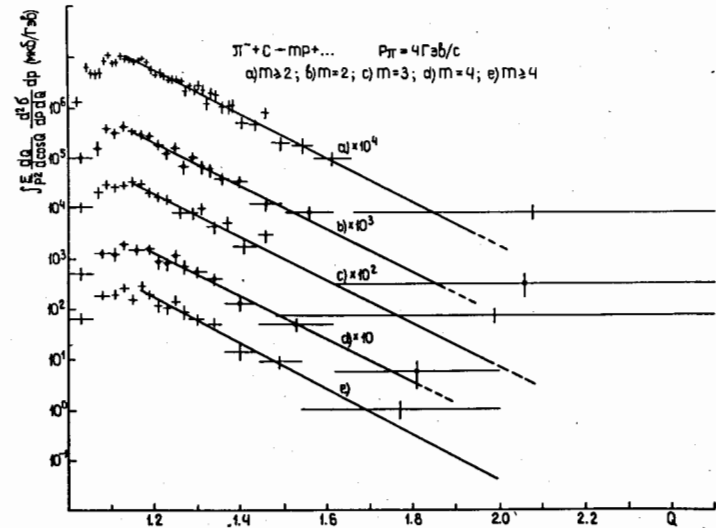


Рис.8. То же, что и на рис.7, для реакции (2).

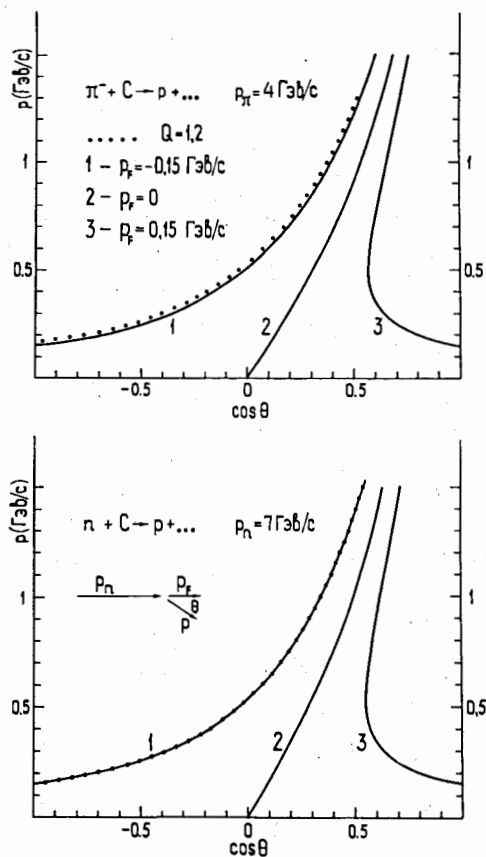


Рис.9. Зависимость величины $\tilde{n}(Q)$ от кумулятивного числа для реакций (1) и (2). Пунктирная кривая проведена от руки.

Однако чётко видно, что рост этот гораздо медленнее в кумулятивной области.

В заключении сформулированы основные выводы диссертационной работы.

I. Изучено рождение кумулятивных Λ -гиперонов на ядре углерода при облучении пропановой камеры пучками нейтронов со

средним импульсом 7 ГэВ/с и Π^- -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с. Общее число событий в первой реакции равно 3462, а во второй — 1113; число Λ -гиперонов с кумулятивным числом больше единицы равно 355 и 186 в первом и во втором случаях соответственно, что соответствует сечениям $405 \pm 62 \text{ мкб}$ и $443 \pm 73 \text{ мкб}$.

2. Наблюдается большая поляризация кумулятивных Λ -гиперонов при углах вылета $\approx 90^\circ$ в лабораторной системе в обеих реакциях.

3. Инвариантное дифференциальное сечение, как функция кинетической энергии Λ -гиперонов, описывается экспонентой с показателем наклона, сильно зависящим от угла вылета.

4. Зависимость сечения рождения Λ -гиперонов от минимальной массы мишени (кумулятивного числа) Q имеет экспоненциальный вид $A e^{-BQ}$ при Q , лежащем в интервале от 1 до 2. Параметр наклона экспоненты B в этом интервале не зависит в пределах ошибок эксперимента от энергии и сорта налетающей частицы.

5. Характер зависимости среднего числа протонов, сопровождающих кумулятивный Λ -гиперон, от переменной Q в кумулятивной ($Q > 1$) и некумулятивной ($Q < 1$) областях различен.

6. Зависимости сечения от угла вылета Λ -частиц в лабораторной системе в кумулятивной области подобны для реакций, инициированных нейтронами и Π^- -мезонами.

7. Сравнение нашего эксперимента с другой работой показывает, что если представлять зависимость выхода кумулятивных Λ -гиперонов от атомного номера ядра A как A^α , то параметр α равен $1,49 \pm 0,18$.

8. Изучены характеристики кумулятивных протонов в событиях с двумя и более протонами, вылетающими из ядра углерода при взаимодействии с ним нейтронов и Π^- -мезонов на статистике 13678 и 2045 событий соответственно.

9. Энергетический спектр протонов, вылетающих в лабораторной системе под углами, большими 90° , и с импульсами, большими 150 МэВ/с, слабо зависит от числа протонов в событии и от числа протонов, испущенных в заднюю полусферу.

10. Зависимость сечения рождения протонов от минимальной массы мишени Q имеет экспоненциальный вид при Q , лежащем в интервале от 1 до 2. Параметр наклона экспоненты в этом интервале не зависит от энергии и сорта налетающей частицы, а также от числа протонов в событии.

II. Среднее число протонов, сопровождающих протон с максимальным значением переменной Q , растёт с увеличением Q . Характер зависимости этой величины от кумулятивного числа резко меняется при переходе от некумулятивной области к кумулятивной.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. В.А. Shahbazian, Р.Р. Темников, А.А. Тимонина. JINR, E1-11519, Dubna, 1978.
2. П.П. Темников, А.А. Тимонина, Б.А. Шахбазян. ОИЯИ, Р1-12138, Дубна, 1978.
3. П.П. Темников, Б.А. Шахбазян. ОИЯИ, Р1-12139, Дубна, 1979.
4. П.П. Темников, А.А. Тимонина, Б.А. Шахбазян. ОИЯИ, Р1-12684, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 марта 1980 года.