

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



A-646

29/11-75

P1 - 9209

5001/2-75

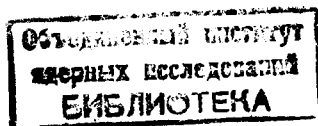
ИЗУЧЕНИЕ π^- И π^- 12 - ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
С УЧАСТИЕМ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГЭВ/С

1975

P1 - 9209

ИЗУЧЕНИЕ π^-_n И $\pi^-_C^{12}$ - ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
С УЧАСТИЕМ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ



Н.Ангелов, К.П.Вишневская, В.Г.Гришин, С.В.Джмухадзе,
Л.А.Диденко, И.А.Ивановская, Т.Я.Иногамова, Т.Канарек,
Е.Н.Кладницкая, В.Б.Любимов, Н.Н.Мельникова,
В.М.Попова, М.Сабэу, Х.Семерджиев, М.И.Соловьев,
А.Н.Соломин, П.М.Суд, Д.Тувдендорж, Н.Г.Фадеев,
Э.Т.Цивцивадзе, Л.М.Щеглова, Г.Янчо

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н.О.Ахабабян, Л.Д.Грекова, Н.П.Иков, В.Н.Пенев,
А.И.Шкловская

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики,
София

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, П.Т.Ахобадзе,
Д.В.Герсамия, М.А.Дасаева, Т.И.Квачадзе, Н.К.Куциди,
Р.Г.Салуквадзе, Ю.В.Тевзадзе, М.С.Чаргейшвили

Тбилисский государственный университет

В работе определены инклюзивные и полуинклюзивные сечения рождения нейтральных странных частиц во взаимодействиях π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с с нейтронами и ядрами углерода. Определено также среднее число Λ -гиперонов и K^0 -мезонов на одно π^- -п и π^-C^{12} взаимодействие. Не наблюдается корреляций между $\langle n_\Lambda \rangle$ и числом заряженных частиц в π^- -п и π^-C^{12} событиях, а также между $\langle n_K \rangle$ и n в π^- -п событиях. Для π^-C^{12} -событий наблюдается тенденция к росту $\langle n_K \rangle$ с увеличением множественности заряженных частиц.

Получены зависимости нормированных топологических сечений $\frac{\langle n \rangle}{\langle n_{V^0, \pi^0} \rangle} \cdot \frac{\sigma_n(V^0, \pi^0)}{\sigma_{in}}$ от $\frac{n}{\langle n \rangle}$ для Λ , K^0 и π^0 -частиц из π^- -п и π^-C^{12} взаимодействий. Результаты сравниваются с данными для π^- -р-взаимодействий при 40 ГэВ/с. Показано, что вид аналитической функции, описывающей соответствующие распределения, не зависит от типа сталкивающихся частиц.

1. Обработка событий с V^0 -частицами

Для изучения образования нейтральных странных частиц — Λ -гиперонов* и K^0 -мезонов** в π^- -п и π^-C^{12} взаимодействиях использованы стереоснимки, полученные при

* В данном эксперименте в статистику Λ -гиперонов включены и Λ от распада Σ^0 -частиц.

** K^0 и \bar{K}^0 -мезонов.

Таблица 1

Тип событий	Число событий в эффективной области	n_{Λ}	$n_{K^0_L}$	$n_{\Lambda-K^0_L}$	n_{V^0}
π^-p	7434	146,6	387,2	115,1	648,9
π^-n	2819	44,4	120,7	34,8	199,9
π^-C^*	6895	204,8	463,2	172,7	840,7
Все	17148	395,8	971,1	312,6	1689,5

облучения двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ в пучке π^- -мезонов с импульсом $40,0 \pm 0,24$ ГэВ/с серпуховского ускорителя. Камера находилась в магнитном поле с $\langle H \rangle \approx 15$ кГс. Просмотр снимков проводился на просмотрных столах БПС-1^{/2/}, БПС-2^{/3/} и УПС-50^{/4/}. При просмотре ≈ 60000 стереоснимков отмечались все взаимодействия в выбранной эффективной области^{/5/}, вызванные первичными π^- -мезонами, а также сопровождающие их V^0 -события и e^+e^- -пары. Вопросы, связанные с эффективностью просмотра V^0 -событий, изложены в работе^{/6/}.

Измерения V^0 -событий, их обсчет, критерии отбора, а также разделение неоднозначно идентифицированных V^0 -событий описаны в работе^{/6/}. После измерений и обсчета в соответствии со стандартными критериями разделения событий для пропановых камер^{/7/} было найдено 7434 π^-p -, 2819 π^-n - и 6895 π^-C^* -взаимодействий и соответственно 649,200 и 841 связанных с ними V^0 -событий.

2. Определение поправок

В табл. 1 приведено число неупругих π^-p -, π^-n - и π^-C^* -взаимодействий, а также число V^0 -событий в них /с учетом неизмеримых V^0 -событий, которые были включены в статистику пропорционально измеримым/. Для получения истинного числа N_{Λ} и N_{K^0} вводились следующие поправки:

1/ "Вес" $\langle W_1 \rangle_{\Lambda(K^0_L)}$, связанный с потерей событий из-за ограниченных размеров камеры^{/5/}.

Величина $\langle W_1 \rangle_{\Lambda(K^0_L)}$ получена усреднением "весов", определенных для каждого Λ -гиперона или K^0_L -мезона в соответствующем типе событий (π^-p , π^-n , π^-C^*). "Вес" $\langle W_1 \rangle$, как величина, обратная вероятности регистрации V^0 -события в эффективном объеме камеры, вычислялся по формуле

* Без учета взаимодействий на квазисвободных нуклонах.

$$W_1 = [1 - \exp(-\frac{L_n}{L})]^{-1}$$

где L_n - потенциальная длина в эффективном объеме камеры, L - средний свободный пробег Λ -гиперона или K_1^0 -мезона до распада ($L = \beta c \gamma \tau_0$). Использовались следующие значения τ_0 :

$$\begin{aligned} \tau_{K_1^0} &= 0,862 \cdot 10^{-10} \text{ с,} \\ \tau_{\Lambda} &= 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ с.} \end{aligned}$$

$\langle W_1 \rangle^{\Lambda(K_1^0)}$ вычислялись с учетом неразделенных ($\Lambda \sim K_1^0$) событий.

2/ "Вес" $W_2^{\Lambda(K_1^0)}$, учитывающий потери части V^0 -событий в направлении ко дну камеры. Его определяли, исходя из того, что распределение V^0 -событий по азимутальному углу в плоскости, перпендикулярной направлению первичного следа, должно быть изотропным.

Использовалась формула

$$W_2 = \frac{2 \sum W_1^{\uparrow \Lambda(K_1^0)}}{\sum W_1^{\uparrow \Lambda(K_1^0)} + \sum W_1^{\downarrow \Lambda(K_1^0)}}$$

где $\sum W_1^{\uparrow \Lambda(K_1^0)}$ - число $\Lambda(K_1^0)$ частиц, вылетевших в верхнюю полусферу, а $\sum W_1^{\downarrow \Lambda(K_1^0)}$ - число частиц, вылетевших в нижнюю полусферу.

3/ $W_3^{\Lambda(K^0)}$ - поправка на нейтральные моды распада /для K^0 -мезонов и на K_2^0 -распад/.

4/ W_4 - поправка, учитывающая потери V^0 -событий на малых расстояниях от звезды /до 2 см/ и эффективность трехкратного просмотра.

Потери Λ и K^0 частиц из-за их взаимодействий с ядрами пропана и увеличение числа этих частиц за счет примеси K^- -мезонов /3,4±0,1%/ в пучке отрицательных частиц практически компенсируют друг друга.

Учет всех поправок дает полные поправочные коэффициенты $\langle W \rangle$ для Λ -гиперонов и K^0 -мезонов /см. табл. 2/. Эти "веса" слабо зависят от p в событии /см. рис. 1 и табл. 5/.

Таблица 2

	Λ	$\pi^+ p$	K^0	Λ	$\pi^- n$	K^0	Λ	$\pi^- C$	K^0
$\langle W_1 \rangle$	1,25±0,08	1,25±0,06	1,25±0,06	1,29±0,16	1,28±0,16	1,28±0,12	1,19±0,12	1,20±0,06	1,20±0,06
W_2^{\uparrow}	1,08±0,08	1,08±0,08	1,08±0,08	1,03±0,11	1,00±0,10	1,00±0,10	1,03±0,11	1,00±0,10	1,00±0,10
W_3	1,53±0,03	2,92±0,28	2,92±0,28	1,53±0,03	2,92±0,28	2,92±0,28	1,53±0,03	2,92±0,28	2,92±0,28
W_4	1,05±0,01	1,05±0,01	1,05±0,01	1,05±0,01	1,05±0,01	1,05±0,01	1,05±0,01	1,05±0,01	1,05±0,01
$\langle W \rangle$	2,17±0,23	4,14±0,54	4,14±0,54	2,13±0,37	3,92±0,70	3,92±0,70	1,97±0,26	3,68±0,57	3,68±0,57

* W_2 определяется для $\pi^- n$ и $\pi^- C$ столкновений вместе.

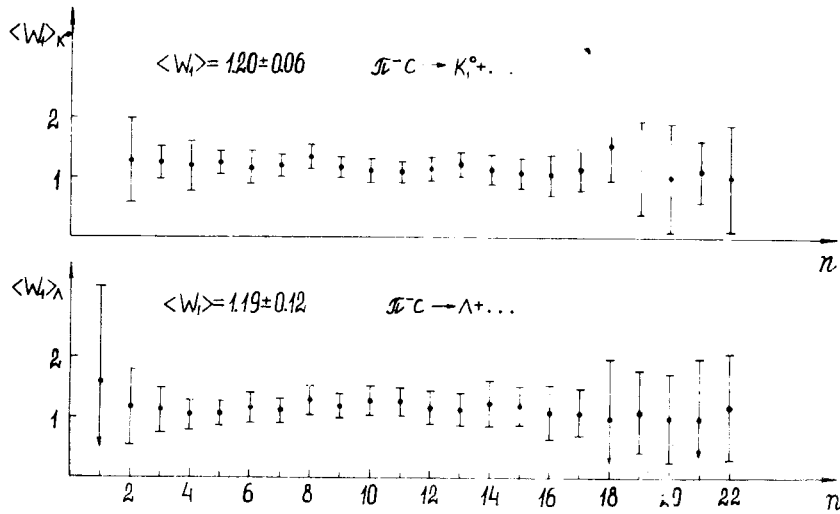


Рис. 1. Зависимость средних "весов" для Λ -гиперонов и K^0 -мезонов от числа заряженных частиц в π^-C -взаимодействиях.

Зная наблюдаемое в эффективном объеме камеры число Λ -гиперонов и K^0_1 -мезонов n_Λ и $n_{K^0_1}$ и их "веса", можно восстановить истинное число образовавшихся частиц N_Λ и N_{K^0} по следующим формулам:

$$N_\Lambda = [n_\Lambda + 0,8n_{\Lambda \sim K^0_1}] \langle W \rangle^\Lambda$$

$$N_{K^0} = [n_{K^0_1} + 0,2n_{\Lambda \sim K^0_1}] \langle W \rangle^{K^0}$$

коэффициенты 0,8 и 0,2 учитывают долю Λ и K^0_1 -частиц среди неразделенных ($\Lambda \sim K^0_1$) событий^{/6/}. Используя данные табл. 1 и 2, для π^-n и π^-C взаимодействий получаем

$$N_\Lambda^{\pi^-n} = 153,9 \pm 18,1$$

$$N_\Lambda^{\pi^-C} = 675,6 \pm 36,5$$

$$N_{K^0}^{\pi^-n} = 500,4 \pm 44,3$$

$$N_{K^0}^{\pi^-C} = 1831,7 \pm 82,1.$$

3. Сечения образования Λ и K^0 частиц в π^-n и π^-C -взаимодействиях

Сечения рождения Λ и K^0 -частиц на всех квазисвободных нейтронах ядра углерода определялись из соотношения:

$$\sigma_{V^0}^{\pi^-n} = \frac{8\sigma^{\pi^-p} + 3\sigma^{\pi^-C^{12}}}{N_{C_3H_8}} \cdot \frac{N_{V^0}^{\pi^-n}}{3},$$

где $\sigma^{\pi^-C^{12}} = /179 \pm 2/$ мб - сечение неупругих взаимодействий π^- -мезонов на углероде при 40 ГэВ/с^{/9/}, $\sigma^{\pi^-p} = /21,20 \pm 0,15/$ мб - сечение неупругих π^-p -взаимодействий при той же энергии^{/9/}, $N_{C_3H_8}$ - полное число неупругих взаимодействий π^- -мезонов на водороде и углероде в пропане, $N_{V^0}^{\pi^-n}$ - число V^0 событий от π^-n -взаимодействий на ядрах углерода, и оказались равными:

$$\sigma_{\Lambda}^{\pi^-n} = /2,1 \pm 0,4/ \text{ мб} \text{ и } \sigma_{K^0}^{\pi^-n} = /6,9 \pm 1,1/ \text{ мб}.$$

Эти сечения в пределах ошибок совпадают с сечениями, полученными ранее на меньшей статистике^{/6/}. Сечения образования ΛK^0 и $K^0 K^0$ пар, определенные по числу зарегистрированных ΛK^0_1 и $K^0_1 K^0_1$ пар в π^-n -взаимодействиях, оказались равными:

$$\sigma_{\Lambda K^0}^{\pi^-n} = /0,76 \pm 0,35/ \text{ мб}^*,$$

* Сечением рождения более двух V^0 частиц пренебрегалось.

$$\sigma_{K^0 K^0}^{\pi^- n} = /1,12 \pm 0,64/ \text{ мб.}$$

Полное сечение образования $K\bar{K}$ пар в предположении, что $\sigma_{K^+ K^-} = \sigma_{K^0 \bar{K}^0}$, равно $\sigma_{K\bar{K}}^{\pi^- n} = /6,1 \pm 1,4/ \text{ мб.}$ Используя процедуру, аналогичную описанной, для вычисления сечений образования Λ -гиперонов и K^0 -мезонов на ядрах углерода, получаем соотношение:

$$\sigma_{V^0}^{\pi^- C^{12}} = \frac{8\sigma^{\pi^- p} + 3\sigma^{\pi^- C^{12}}}{N_{C_3H_8}} \cdot \frac{N_{V^0}^{\pi^- C^{12}}}{3},$$

$$\text{где } \frac{N_{V^0}^{\pi^- C^{12}}}{3} = \frac{N_{V^0}^{\pi^- C} + N_{V^0}^{\pi^- n} + (1-a)N_{V^0}^{\pi^- p(p)^*}}{3}.$$

Коэффициент a определяет долю взаимодействий π^- -мезонов со свободными протонами среди группы отображенных $\pi^- p$ -взаимодействий. Его можно получить из соотношения сечений неупругих взаимодействий π^- -мезонов на углероде и водороде пропана при 40 ГэВ/с ⁹:

$$\frac{3\sigma_{in}^{\pi^- C^{12}}}{8\sigma_{in}^{\pi^- p}} = \frac{N_{in}^{\pi^- C} + N_{in}^{\pi^- n} + (1-a)N_{in}^{\pi^- p(p)}}{a \cdot N_{in}^{\pi^- p(p)}}$$

В нашем случае $a = 0,55 \pm 0,02$. Инклюзивные сечения рождения странных частиц на углероде равны

$$\sigma_{\Lambda}^{\pi^- C^{12}} = 14,6 \pm 1,2 \text{ мб}, \quad \sigma_{K^0}^{\pi^- C^{12}} = /42,5 \pm 3,5/ \text{ мб.}$$

В предположении равенства сечений рождения нейтральных странных частиц на протоне и нейтроне можно оценить эффективное число квазисвободных нейтронов в ядре углерода

* Это соотношение справедливо при условии, что $\langle n_{\Lambda^0} \rangle$ в $\pi^- p$ и $\pi^- (p)$ взаимодействиях одинаковы.
(p) Λ^0 - квазисвободный протон ядра углерода.

$$n_{\Delta\Phi} = \frac{\sigma_{\Lambda}^{\pi^- n}}{\sigma_{\Lambda}^{\pi^- p}} = 1,3 \pm 0,4$$

$$n_{\Delta\Phi} = \frac{\sigma_{K^0}^{\pi^- n}}{\sigma_{K^0}^{\pi^- p}} = 1,3 \pm 0,3,$$

где $\sigma_{\Lambda}^{\pi^- p} = /1,57 \pm 0,20/ \text{ мб}$ и $\sigma_{K^0}^{\pi^- p} = /5,20 \pm 0,71/ \text{ мб}$ -сечения образования Λ и K^0 частиц в $\pi^- p$ -взаимодействиях ⁸. Регистрируемые нами нейтральные странные частицы в $\pi^- C^{12}$ -взаимодействиях образуются как в результате первичного, так и во вторичных актах взаимодействия, поэтому перечисленные выше значения сечений рождения странных частиц означают глобальные сечения генерации Λ -гиперонов и K^0 -мезонов в реакциях всех типов внутри ядра.

4. Энергетическая зависимость сечений образования Λ и K^0 -частиц в $\pi^- C^{12}$ взаимодействиях

До настоящего времени процесс рождения нейтральных странных частиц отрицательными пионами на ядрах углерода исследовался только при импульсах до 7 ГэВ/с . Полученные нами данные по инклюзивным сечениям образования Λ и K^0 -частиц позволяют проследить энергетическую зависимость сечений образования этих частиц до 40 ГэВ/с /см. табл. 3/. Видно, что все сечения растут при переходе от $1,5$ к 40 ГэВ/с , причем сечение рождения K^0 -мезонов растет быстрее, чем Λ -гиперонов. Отсутствие экспериментальных данных не позволяет проследить энергетическую зависимость $\sigma_{\Lambda}^{\pi^- C^{12}}$ и $\sigma_{K^0}^{\pi^- C^{12}}$ более подробно. Представило бы интерес сравнить ход сечений рождения Λ и K^0 -частиц с энергией на ядрах и свободных нуклонах. Постоянство отношения $\sigma_{\Lambda}^{\pi^- C^{12}} / \sigma_{\Lambda}^{\pi^- p}$ при 7 и 40 ГэВ/с может служить указанием на наличие общих закономерностей в энергетической зави-

Таблица 3

Р лаб.	1,5 ГэВ/с	7 ГэВ/с	40 ГэВ/с
$\sigma_{\Lambda}^{\pi^{-}C^{12}}$ (мб)	4,2 \pm 0,8	7,3 \pm 0,5	14,6 \pm 1,1
$\sigma_{K^0}^{\pi^{-}C^{12}}$ (мб)	3,3 \pm 1,1	12,7 \pm 1,0	42,5 \pm 3,5
$d\sigma_{\Lambda}^{\pi^{-}C^{12}}/d\sigma_{in}^{\pi^{-}C^{12}}$ (%)	1,7 \pm 0,4	3,7 \pm 0,3	8,2 \pm 0,8
$d\sigma_{K^0}^{\pi^{-}C^{12}}/d\sigma_{in}^{\pi^{-}C^{12}}$ (%)	1,4 \pm 0,5	6,4 \pm 0,5	23,8 \pm 2,5

Таблица 4

Тип события	$\langle n_{\Lambda} \rangle$	$\langle n_{K^0} \rangle$	$\langle n_{\pi^0} \rangle^{12}$
$\pi^{-}p$	0,07 \pm 0,01	0,23 \pm 0,03	2,43 \pm 0,05
$\pi^{-}n$	0,06 \pm 0,01	0,18 \pm 0,03	2,23 \pm 0,08
$\pi^{-}C^{12}$	0,10 \pm 0,01	0,28 \pm 0,04	3,00 \pm 0,06
$\pi^{-}C^{12}$	0,08 \pm 0,01	0,24 \pm 0,03	2,67 \pm 0,06

симости этих сечений. В той же таблице даны отношения сечений рождения Λ -гиперонов и K^0 -мезонов к полному неупругому сечению для $\pi^{-}C^{12}$ -взаимодействий при разных энергиях. Видно, что относительные вклады сечений рождения Λ и K^0 частиц растут с ростом энергии первичной частицы, то есть наблюдается увеличение среднего числа Λ -гиперонов и K^0 -мезонов на одно $\pi^{-}C^{12}$ -взаимодействие.

5. Средняя множественность Λ -гиперонов и K^0 -мезонов в $\pi^{-}p$ и $\pi^{-}C^{12}$ -взаимодействиях

Среднее число Λ -гиперонов - $\langle n_{\Lambda} \rangle$ - и K^0 -мезонов - $\langle n_{K^0} \rangle$ на одно взаимодействие для разных типов событий приведено в табл. 4. Можно видеть, что среднее число Λ -гиперонов на одно $\pi^{-}p$ и $\pi^{-}n$ -взаимодействие в пределах ошибок одинаково. В $\pi^{-}C^{12}$ -взаимодействиях $\langle n_{\Lambda} \rangle$ несколько больше, чем в реакциях на нуклонах. Среднее число K^0 -мезонов в пределах ошибок одно и то же во всех типах событий.

В табл. 4 для сравнения даны $\langle n_{\pi^0} \rangle$ для рассматриваемых взаимодействий. В табл. 5 приведены инклюзивные сечения рождения Λ -гиперонов и K^0 -мезонов в $\pi^{-}p$ -взаимодействиях. Здесь снова имеются в виду сечения рождения Λ и K^0 -частиц на всех квазисвободных нейтронах ядра углерода.

Из табл. 5 и рис. 2 видно, что $\langle n_{\Lambda} \rangle$ и $\langle n_{K^0} \rangle$ с увеличением числа заряженных частиц в звезде в пределах ошибок не меняются. Аналогичный результат был получен для $\pi^{-}p$ -взаимодействий [6,8]. Среднее число π^0 -мезонов в $\pi^{-}p$ и $\pi^{-}n$ -взаимодействиях растет с увеличением множественности вторичных заряженных частиц [12]. Зависимость $\langle n_{\Lambda} \rangle$ и $\langle n_{K^0} \rangle$ от числа вторичных заряженных частиц /без медленных протонов/ для $\pi^{-}C^{12}$ -взаимодействий дана в табл. 6 и на рис. 3.

Можно видеть, что $\langle n_{\Lambda} \rangle$ не зависит от n , а для $\langle n_{K^0} \rangle$ наблюдается тенденция роста с увеличением множественности заряженных частиц в событии. Для π^0 -мезонов из $\pi^{-}C^{12}$ -столкновений отмечалась положительная корреляция между $\langle n_{\pi^0} \rangle$ и n^{13} . Коэффициент $b = 0,16 \pm 0,02$ в

Таблица 5

n	$\langle W^{\Lambda} \rangle$	$\langle n_{\Lambda} \rangle$	σ_{Λ} (мб)	$\langle W^{K^0} \rangle$	$\langle n_{K^0} \rangle$	σ_{K^0} (мб)
1	$2,33 \pm 0,76$	$0,09 \pm 0,03$	$0,33 \pm 0,15$	$5,12 \pm 1,98$	$0,14 \pm 0,06$	$0,57 \pm 0,28$
3	$2,21 \pm 0,60$	$0,04 \pm 0,01$	$0,57 \pm 0,20$	$3,97 \pm 0,87$	$0,15 \pm 0,03$	$2,19 \pm 0,58$
5	$2,00 \pm 0,50$	$0,06 \pm 0,02$	$0,67 \pm 0,20$	$3,94 \pm 0,94$	$0,16 \pm 0,04$	$1,62 \pm 0,48$
7	$2,17 \pm 0,74$	$0,05 \pm 0,02$	$0,33 \pm 0,14$	$3,61 \pm 0,85$	$0,22 \pm 0,06$	$1,52 \pm 0,44$
9	$1,99 \pm 0,78$	$0,06 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,11$	$3,67 \pm 1,22$	$0,18 \pm 0,06$	$0,78 \pm 0,26$
11	$1,65 \pm 1,65$	$0,02 \pm 0,02$	$0,03 \pm 0,03$	$3,97 \pm 2,32$	$0,16 \pm 0,10$	$0,24 \pm 0,18$
Все n	$2,13 \pm 0,37$	$0,06 \pm 0,01$	$2,10 \pm 0,38$	$3,92 \pm 0,70$	$0,18 \pm 0,03$	$6,92 \pm 1,12$

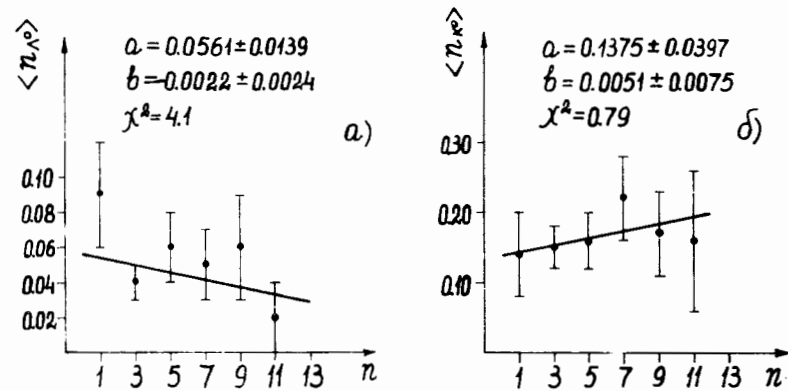


Рис. 2. Зависимость среднего числа Λ -гиперонов и K^0 -мезонов от n для π - p -взаимодействий. Прямые - результат аппроксимации экспериментальных точек линейной функцией вида $\langle n_{K^0} \rangle = a + bn$.

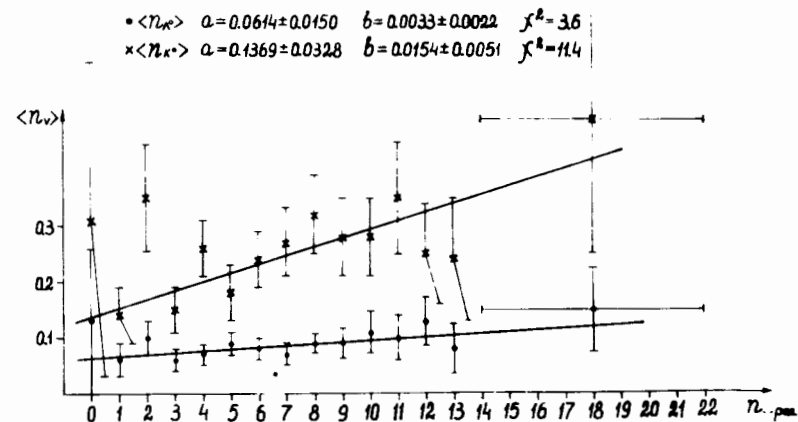


Рис. 3. Зависимость среднего числа Λ -гиперонов и K^0 -мезонов от n для π - ^{12}C -взаимодействий. Прямые - то же, что и на рис. 2.

Таблица У1

$n_{\text{рел.}}$	$\langle n_{\Lambda} \rangle$	$\langle n_{K^0} \rangle$	$\langle n_{\pi C} \rangle$
0	0,13±0,18	0,31±0,28	} 1,71±0,25
1	0,06±0,03	0,13±0,05	
2	0,10±0,03	0,35±0,09	2,04±0,15
3	0,06±0,02	0,15±0,04	1,93±0,12
4.	0,07±0,02	0,26±0,05	2,28±0,16
5	0,09±0,02	0,18±0,05	2,43±0,13
6	0,08±0,02	0,24±0,05	2,84±0,18
7	0,07±0,02	0,27±0,06	2,66±0,20
8	0,09±0,02	0,32±0,07	2,95±0,21
9	0,09±0,03	0,28±0,07	2,93±0,26
10	0,11±0,04	0,28±0,07	3,28±0,31
11	0,10±0,04	0,35±0,10	3,19±0,36
12	0,13±0,05	0,25±0,09	3,74±0,51
13	0,08±0,04	0,24±0,11	} 4,32±0,45
14	0,12±0,06	0,41±0,16	
15	0,24±0,12	0,70±0,30	
16	0,14±0,11	0,41±0,23	
17	0,10±0,10	0,59±0,39	
18	0,08±0,08	0,21±0,22	
19	0,20±0,14	0,26±0,27	
20	0,26±0,26	1,43±1,56	
21	-	-	
22	0,52±0,52	1,39±1,62	
Все n	0,08±0,01	0,24±0,03	2,67±0,06

$$\langle n_{\pi^+} \rangle = a + bn \quad \text{и} \quad 0,015 \pm 0,005 \quad \text{в} \quad \langle n_{K^0} \rangle = a + bn,$$

так, что отношение $\frac{\langle n_{\pi^0} \rangle}{\langle n_{K^0} \rangle}$ растет с n при нашей энергии как в π^- -нуклонных, так и в π^- -ядро-взаимодействиях.

6. KNO-распределения для π^-C^{12} и π^-p -взаимодействий

Изучение распределений по множественности для разного сорта вторичных частиц в широком диапазоне энергий представляет интерес с точки зрения динамики множественного рождения частиц. В предположении выполнения масштабной инвариантности^{/14,15/} Коба, Нильсон и Олесен¹⁶ показали, что при бесконечно больших энергиях распределения по множественности вторичных заряженных частиц для полуинклюзивных процессов в пе-

ременных $\frac{\langle n \rangle \sigma}{\sigma_{\text{ин}}}$ и $\frac{n}{\langle n \rangle}$ не должны зависеть от

энергии. Подобная независимость от энергий была обнаружена для распределений по множественности в pp -взаимодействиях^{/17/} в интервале энергий от 50 до 300 ГэВ/с, хотя в этой области энергий масштабная инвариантность - скейлинг не имеет места даже для одночастичных инклюзивных процессов. Скейлинг по множественности обнаружен и для π^-p -взаимодействий^{/1/} в интервале от 6,8 до 200 ГэВ/с. Представляет интерес изучение KNO-скейлинга по множественности для разного сорта вторичных частиц.

В работе^{/1/} представлены экспериментальные результаты для π^{\pm} , π^0 , Λ и K^0 -частиц из π^-p -взаимодействий при 40 ГэВ/с и их сравнение с другими экспериментами^{/18,19/}. Показано, что KNO-скейлинг по множественности имеет место в широком интервале энергий /6,8 - 300/ ГэВ. Вид KNO-функции для определенного сорта вторичных частиц не зависит от типа

первичных частиц (p, π, \bar{p}). Интересно посмотреть аналогичные распределения для π^-C^{12} -взаимодействий при импульсе 40 ГэВ/с.

С целью проверки KNO-скейлинга по множественности для Λ -гиперонов и K^0 -мезонов из π^-C^{12} -взаимодействий экспериментальные данные по $\frac{\langle n \rangle}{\langle n_{V^0} \rangle} \frac{\sigma_n(V^0)}{\sigma_{in}}$,

где $\langle n_{V^0} \rangle$ - среднее число V^0 -частиц на одно взаимодействие, а $\sigma_n(V^0) = \langle n_{V^0} \rangle_n \cdot \sigma_n$ аппроксимировались функцией типа

$$\phi = \exp\left(\sum_{i=0}^k a_i z^i\right),$$

где $Z = \frac{n}{\langle n \rangle}$, n и $\langle n \rangle$ - множественность и средняя множественность релятивистских частиц. Результаты аппроксимации приведены в табл. 7, там же даются значения параметров для π^-p -взаимодействий.

Как видно из табл. 7, значения коэффициентов a_i для Λ гиперонов из π^-C^{12} и π^-p -взаимодействий при энергии 40 ГэВ в пределах ошибок совпадают. Аналогичное заключение справедливо и для K^0 -мезонов. Эти результаты хорошо согласуются с результатами pp -взаимодействий при 69, 102, 205 и 303 ГэВ/с для тех же вторичных частиц /19/. Это подтверждает вывод о независимости функции ϕ от энергии /40-300 ГэВ/ и типа сталкивающихся частиц (π^-, p, C).

На рис. 4,5 приведены экспериментальные результаты по KNO-скейлингу для Λ -гиперонов и K^0 -мезонов из π^-p -, π^-n - и π^-C^{12} -взаимодействий при 40 ГэВ/с. Сплошные кривые представляют собой аппроксимацию экспериментальных данных, полученных для π^-p -столкновений.

На рис. 6 дается зависимость $\frac{\langle n \rangle}{\langle n_{\pi^0} \rangle} \frac{\sigma_n(\pi^0)}{\sigma_{in}}$ от $\frac{n}{\langle n \rangle}$ для π^0 -мезонов в π^-p , π^-n и π^-C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Экспериментальные точки для π^-n и π^-C^{12} столкновений хорошо описываются кривой, полученной для π^-p взаимодействий /1/.

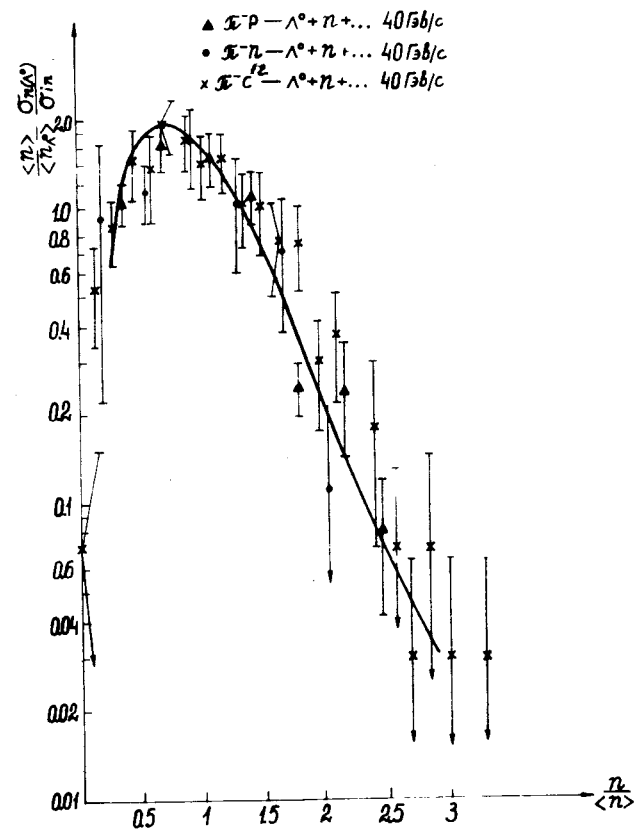


Рис. 4. Зависимость $\frac{\langle n \rangle}{\langle n_{\Lambda} \rangle} \frac{\sigma_n(\Lambda)}{\sigma_{in}}$ от $n/\langle n \rangle$ для Λ -гиперонов в π^-p , π^-n и π^-C^{12} -взаимодействиях. Кривые - результаты аппроксимации функцией $\phi = \exp(\sum_{i=0}^k a_i Z_i)$ данных для π^-p -взаимодействий /см. текст/, n - число заряженных частиц в событии.

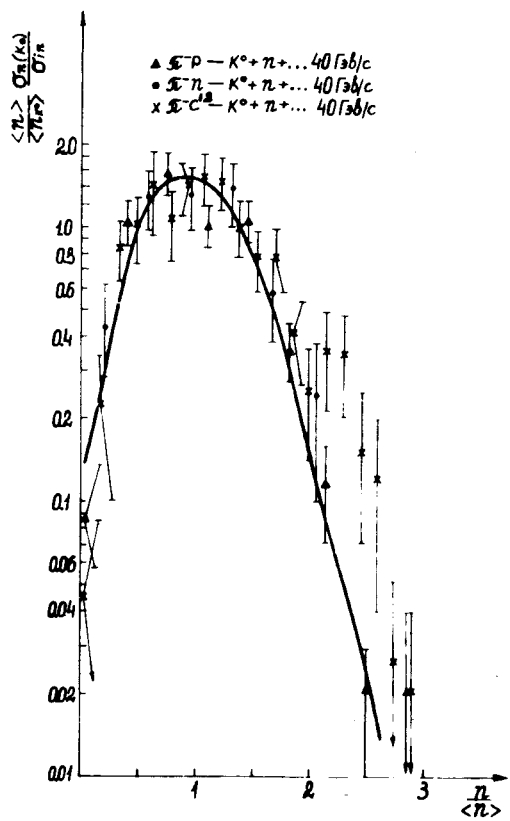


Рис. 5. Распределения, аналогичные рис. 4, для K^0 -мезонов.

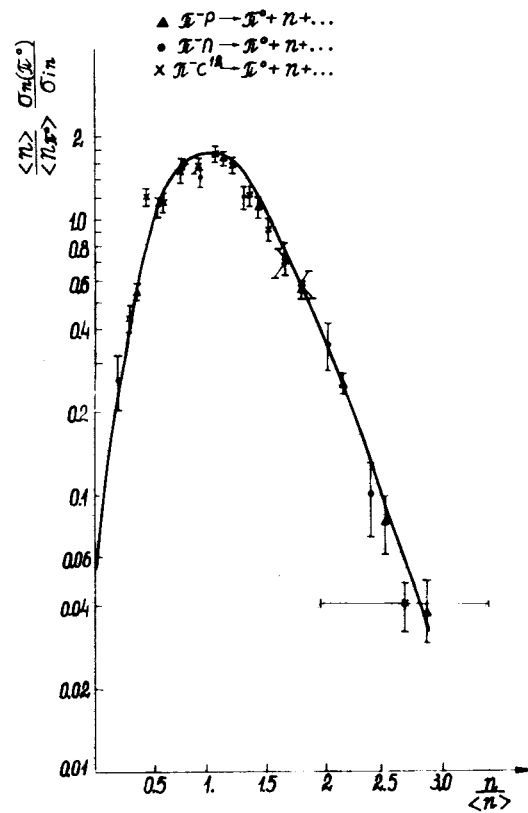


Рис. 6. Распределения, аналогичные рис. 4, для π^0 -мезонов.

Таблица 7

Тип события	Λ	K^0	
$\pi^- C^{12}$	a_0	$-2,50 \pm 0,36$	$-3,03 \pm 0,32$
	a_1	$5,28 \pm 0,99$	$6,34 \pm 0,88$
	a_2	$-3,64 \pm 0,82$	$-4,23 \pm 0,72$
	a_3	$0,58 \pm 0,19$	$0,67 \pm 0,17$
	$\chi^2 = 7,34$	$\chi^2 = 14,4$	
$\pi^- P^{1/1}$	для 21 точки	для 21 точки	
	a_0	$-1,99 \pm 0,72$	$-2,32 \pm 0,48$
	a_1	$6,9 \pm 2,13$	$6,34 \pm 1,29$
	a_2	$-5,57 \pm 1,74$	$-4,44 \pm 1,15$
	a_3	$1,15 \pm 0,42$	$0,70 \pm 0,30$
		$\chi^2 = 6,33$	$\chi^2 = 6,29$
	для 7 точек	для 9 точек	

Заключение

1. Сечения рождения Λ -гиперонов и K^0 -мезонов в $\pi^- C^{12}$ -взаимодействиях растут с увеличением импульса первичных пионов от 1,5 до 40 ГэВ/с.

2. Среднее число Λ и K^0 частиц в $\pi^- p$ реакциях не зависит от числа заряженных частиц в событии.

3. Среднее число Λ -гиперонов в $\pi^- C^{12}$ -взаимодействиях не зависит от p , а среднее число K^0 -мезонов имеет тенденцию к росту с увеличением p .

4. В реакциях π^- -мезонов с ядром углерода в среднем рождается столько же Λ и K^0 частиц, сколько и во взаимодействиях π^- -мезонов с нуклонами. Это говорит

о том, что вторичные взаимодействия в ядре углерода не вносят существенный вклад в образование нейтральных странных частиц.

5. Распределение типа KNO для Λ, K^0 - и π^0 -частиц не зависит от типа сталкивающихся частиц.

Авторы выражают благодарность лаборантам за просмотр и измерения событий, Н.В.Матасовой за помощь в оформлении рисунков.

Литература

1. Н.С.Амаглобели, В.Г.Гришин, С.В.Джмухадзе и др. ОИЯИ, P1-8141, Дубна, 1974, ЯФ, 21, 1227, 1975.
2. В.Я.Алмазов, В.С.Буров и др. ОИЯИ, 10-4172, Дубна, 1968.
3. В.Я.Алмазов, В.В.Ермолаев и др. ОИЯИ, Д10-6142, Дубна, 1972.
4. Н.Г.Борисов, С.Высочил, А.М.Кашехлебов и др. ОИЯИ, 10-5632, Дубна, 1971.
5. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, В.А.Беляков и др. ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
6. Сотрудничество: Будапешт - Бухарест - Дубна - Краков - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор - Ханой. ОИЯИ, P1-7267, Дубна, 1973; ЯФ, 17, 1251 /1973/.
7. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, В.А.Беляков и др. ОИЯИ, P1-6326, Дубна, 1972.
8. Ю.В.Тевзадзе. Автореферат диссертации. ОИЯИ, 1-7843, Дубна, 1974.
9. CERN-Serpukhov Collaboration. Phys.Lett., 30, 500 (1969).
Д.В.Аллаби, Ю.Б.Бушнин, Ю.П.Горин и др. ЯФ, 12, 538 /1970/.
10. Т. Bowen, J. Hardy, G. Regnolds, G. R. Sun, G. Tagliaferri, A. E. Werbrouck, W. H. Moore. Phys. Rev., 119, 2030, 1960.
11. В.А.Беляков, А.В.Бояджиев, Ван Юн-чан, В.И.Векслер и др. ЖЭТФ, 46, 1586 /1964/.
12. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, К.П.Вишневская и др. ОИЯИ, P1-6928, Дубна, 1973; ЯФ, 17, 1235 /1973/.
КФКИ - 73-17 Будапешт /1973/;
Nucl. Phys., B63, 114 (1973).
13. В.Г.Гришин, Т.Я.Иногамова, Ш.В.Иногамов. ОИЯИ, P1-7523, Дубна, 1973; ЯФ, 19, 1364 /1974/.

14. J. Benecke, T. T. Chou, G. N. Yang. *Phys. Rev.*, 188, 2159 (1969).
15. R. P. Feynman. *Phys. Rev. Lett.*, 23, 1415, 1969.
16. Z. Koba, H. B. Nielson, P. Olesen. *Nucl. Phys.*, B40, 317 (1972).
17. P. Slattery. *Phys. Rev. Lett.*, 29,, 1624 (1972).
Phys. Rev., D7, 2073 (1973).
18. F. T. Dao, J. Whitmore. *Phys. Lett.*, B47, 252 (1973).
19. D. Cohen. *Phys. Lett.*, B47, 457 (1973).

*Рукопись поступила в издательский отдел
30 сентября 1975 года.*