

СЗУБ.УВ

Б-903

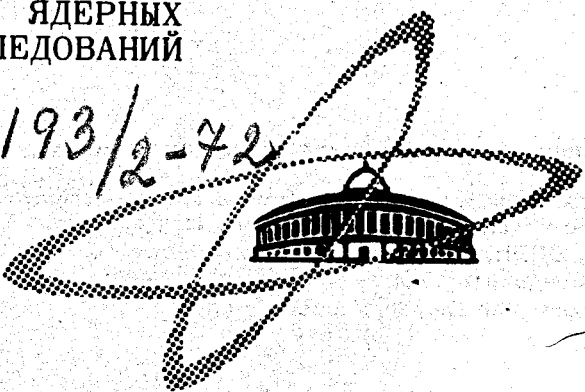
18/IX-72

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3193/2-72

1 - 6568



Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов, А.Г.Володько,
В.П.Джелепов, Ж.К.Карамян, В.С.Кладницкий,
Ю.Ф.Ломакин, В.Б.Флягин, Ю.Н.Харжеев,
Л.Шандор

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

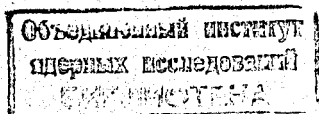
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ СТРАННЫХ
ЧАСТИЦ В π^+ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ
5 ГЭВ/С
(Двухлучевые события с Λ^0 -гипероном)

1972

1 - 6568

Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов, А.Г.Володько,
В.П.Джелепов, Ж.К.Карамян, В.С.Кладницкий,
Ю.Ф.Ломакин, В.Б.Флягин, Ю.Н.Харжеев,
Л.Шандор

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ СТРАННЫХ
ЧАСТИЦ В $\pi^+ p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ
5 ГЭВ/С
(Двухлучевые события с Λ^0 -гипероном)



Введение

В данной работе сообщаются результаты исследования Σ -лучевых Π - p -взаимодействий при $P_{\Pi} = 5,0$ Гэв/с, приводящих к образованию Λ^0 -гиперонов в сопровождении Π^0 -мезонов и γ -квантов. Работа выполнена на метровой пропановой камере Лаборатории ядерных проблем^{/1/}, установленной в магнитном поле 17 кГ на пучке Π -мезонов синхрофазотрона ОИЯИ^{/2/}.

Для целей эксперимента было обработано 230 000 стереофотографий при среднем числе Π -мезонов $\bar{n}_{\Pi} = 6$ Π /на кадр и при средней эффективности регистрации одного γ -кванта $\sim 0,20$.

Предварительные результаты этих исследований были опубликованы ранее^{/3/}.

I. Просмотр и отбор событий

Каждая стереофотография была просмотрена дважды с целью поиска взаимодействий, сопровождающихся образованием нейтральных странных частиц и γ -квантов.

В связи с тем, что в пропановой камере происходят взаимодействия Π -мезонов как с водородом, так и с ядрами углерода, во время просмотра производился отбор кандидатов в " Π - p "-события в соответствии с определенными критериями отбора^{/4/ж}). На рис. I представлена топология событий, отбираемых для дальнейших измерений и анализа. В таблице I указаны числа найденных при просмотре событий различной топологии, а также соответствующие эффективности двойного просмотра.

ж) После идентификации Λ^0 -частицы статус события (" Π + p " или " Π + углерод") уточнялся.

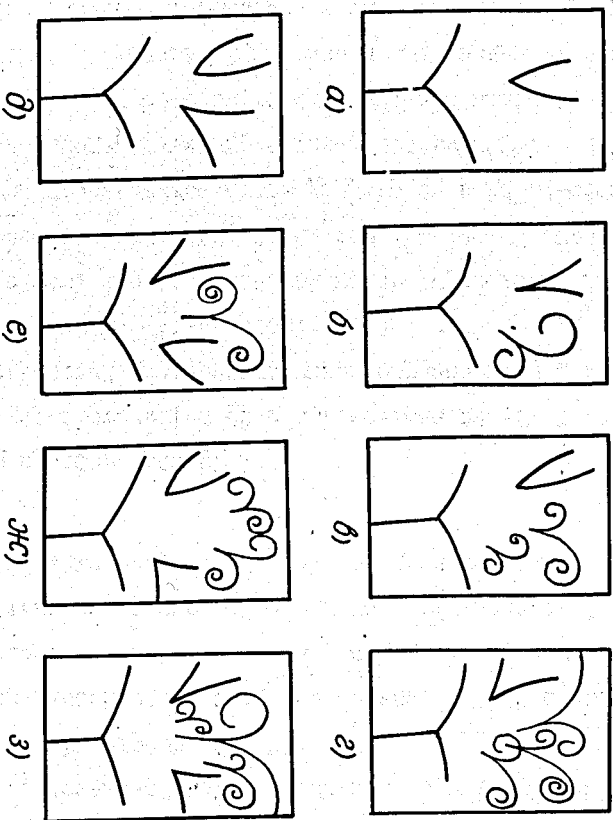


Рис. 1. Топология соедитий, отобразимых для измерений и анализа.

Таблица I.

Топология	Число событий				эффектив- ность просмо- тда
	найденных при просмо- тде	отнесенных к категории "ТЕХН.БРАК"	fit V ⁰ y	V ⁰ -не fit	
2л V ⁰	2166	506	1451	254	93%
2л V ⁰ y	749	193	398	152	92%
2л V ⁰ z y	154	51	87	37	95%
2л V ⁰ z y	27	9	9	7	
Всего	3096	759	1945	450	
2л 2V ⁰	306	41	201	12	98%
2л 2V ⁰ y	67	10	54	1	96%
2л 2V ⁰ z y	14	3	7	1	
2л 2V ⁰ z y	8	2	5	0	
Всего	3491	815	2212	464	

Из-за большого числа различных взаимодействий на одном кадре ($n_k \geq 4$) при просмотре регистрировались все вершины, к которым могут быть отнесены найденные $\sqrt{0}$ -частицы и γ -кванты. В дальнейшем, при идентификации, ложные вершины были отброшены.

Специальные исследования показали, что "случайное наложение", когда $\sqrt{0}$ -частица, относящаяся к одному взаимодействию, из-за большого числа событий на кадре и погрешностей измерения может быть отнесена к другому взаимодействию, не превышает $0,2\%/5/$.

II. Измерения, идентификация $\sqrt{0}$ -частиц и γ -квантов

I. Измерения

Измерения отобранных при просмотре событий производились на полуавтоматах ПУОС-1^{6/}, работающих в режиме "on line" с ЭВМ (Минск-22, БЭСМ-4). Геометрическая реконструкция событий производилась по программе "0-10"^{7/}.

События считались измеренными "хорошо", если в результате измерений и последующей геометрической реконструкции параметры (импульсы и углы) всех треков в событии имели ошибки, не превышающие 30% от величины измеряемого параметра. Необходимо отметить, что в данном эксперименте эффективный объем камеры не выделялся, а требовалось лишь, чтобы расстояние от вершины $\sqrt{0}$ -частицы или γ -кванта до границ камеры было не менее 7 см для обеспечения достаточной точности измерений.

При измерениях часть событий попадала в категорию "технический брак". К этой категории относились события, которые невозможно измерить - событие или существенная часть его находится в засвеченной области кадра, на кадре не видны реперные кресты, имеются дефекты на пленке, треки на кадре искажены турбулентностью и т.д. В дальнейшем при вычислении сечений на

события, относящиеся к этой категории, вводилась соответствующая поправка.

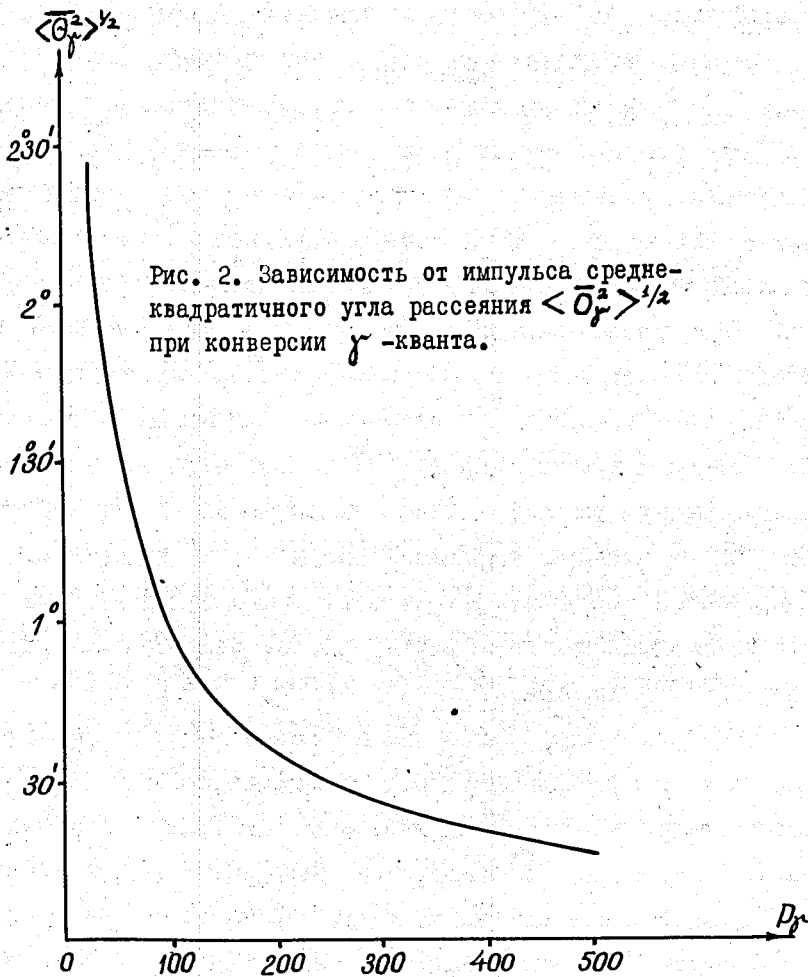
2. Идентификация V^0 -частиц

После измерений и геометрической реконструкции производилась идентификация V^0 -частиц по соответствующей программе^{/8/}.

Из-за погрешностей измерений и многократного рассеяния часть V^0 -частиц идентифицируется неоднозначно, т.е. гипотезы Λ^0 -гиперона и K^0 -мезона имеют сравнимую вероятность. В нашем эксперименте неоднозначно идентифицированные V^0 -частицы составляли $\sim 15\%$ от всех V^0 . Оценки ионизации, δ -электронов на следах вторичных частиц незначительно изменяют это соотношение. Проведенные нами исследования^{/5/} показали, что доля K^0 -мезонов среди неоднозначно идентифицированных частиц составляет $\sim 10\%$, что согласуется с результатами, полученными в аналогичных условиях в других работах^{/9,10/}. Тем не менее, при идентификации каналов реакций события с неоднозначно идентифицированной V^0 -частицей обсчитывались дважды - с V^0 - как Λ^0 -гипероном и с V^0 - как K^0 -мезоном, и только в случае, если гипотезы имели сравнимую вероятность, предпочтение отдавалось гипотезам с Λ^0 -гипероном.

Небольшая часть V^0 -частиц с малым ($< 1,5^\circ$) углом разлета продуктов распада может быть идентифицирована как γ -квант. Поэтому, если дополнительная информация (ионизация, пробеги, наличие и величина δ -электронов, распады π - μ -е и т.д.) не давали однозначного ответа, то такая V^0 -частица считалась γ -квантом. Оценки показывают, что потери V^0 -частиц в этом случае не превышают $0,5\%$.

Наконец, в данном эксперименте не идентифицировались лептонные распады V^0 -частиц и поправка на них (ввиду малой



вероятности таких процессов) при вычислении сечений не вводилась.

3. Идентификация γ -квантов

При идентификации γ -квантов применялся отбор по углу Θ_γ между направлением полета γ -кванта и направлением суммарного импульса пары конверсии, а также по величине импульса пары. Отбрасывались γ -кванты с $\Theta_\gamma > 5^\circ$ и с $P_\gamma < 30$ Мэв/с.

Применение этих критериев отбора продиктовано следующими причинами.

Во-первых, для γ -квантов малой энергии становится достаточно большой неопределенность в угле Θ_γ благодаря рассеянию при конверсии, что приводит к потере событий с γ -квантами при просмотре. На рис. 2 представлена зависимость от импульса кванта среднеквадратичного угла рассеяния при конверсии - $\langle \Theta_\gamma^2 \rangle^{1/2}$ для случая равного распределения энергии между электроном и позитроном/II/. Видно, что при $P_\gamma = 30$ Мэв/с $\langle \Theta_\gamma^2 \rangle = 1,8^\circ$.

Во-вторых, некоторая часть относительно мягких γ -квантов, в действительности принадлежащая к исследуемым взаимодействиям и конвертировавшая в камере, теряется при просмотре из-за комптоновского рассеяния. Оценки показывают, что этот эффект мал. Так, при $P_\gamma \approx 30$ Мэв/с рассеивается $\sim 0,7\%$ всех γ -квантов, а на углы более 5° - $\sim 0,02\%$.

В-третьих, с уменьшением энергии γ -кванта довольно резко падает вероятность его конверсии. Это может привести к искажениям в величинах сечений, спектрах масс и других характеристиках взаимодействий, сопровождаемых образованием γ -квантов.

Введение отбора по величине импульса γ -кванта существенно снижает влияние вышеперечисленных факторов. Проведенное моделирование показало, что при отбрасывании γ -квантов с

$P_\gamma < 30$ Мэв/с теряется $\sim 4,7\%$ статистики в зависимости от топологии.

При вычислении сечений реакций на эти потери вводилась соответствующая поправка.

Кроме того, в процессе обработки данных оказалось, что введение одного общего критерия отбора по величине Θ_γ недостаточно: при малых расстояниях от точки образования до точки конверсии γ -кванта - L_{AB} из-за погрешностей измерения возможны случаи, когда $\Theta_\gamma > 5^\circ$, хотя γ -квант и принадлежит данному взаимодействию. Поэтому для малых L_{AB} (≤ 5 см) кроме критерия отбора по углу $\Theta_\gamma > 5^\circ$ применялся также критерий $(\frac{\Theta_x}{\Delta\Theta_x})^2 \geq 10$. В случае, если при $L_{AB} \leq 5$ см $\Theta_\gamma > 5^\circ$, но $(\frac{\Theta_x}{\Delta\Theta_x})^2 \leq 10$, γ -квант считался принадлежащим данному взаимодействию.

Проведенные оценки показали, что при применении вышеуказанных критериев отбора по Θ_γ теряется $\approx 2\%$ "хороших" γ -квантов, а вклад "фоновых" не превышает $1\%/12$.

Были рассмотрены также другие процессы, могущие привести к потере γ -квантов при просмотре. Одним из таких процессов является конверсия γ -квантов с очень неравномерным распределением энергии между электроном и позитроном. Практически не регистрируются пары с $l_{e^+(e^-)} \leq 0,5$ см ($P_{e^+(e^-)} \approx 1+2$ Мэв/с). Оценки показали, что при этом теряется $\approx 0,5\%$ всех конвертировавшихся γ -квантов.

К аналогичному эффекту приводит аннигиляция позитронов $e^+ e^-$ -пары на малом расстоянии. Для $P_{e^+} > 15$ Мэв/с и $l_{e^+} \leq 1$ см потери вследствие такого процесса составляют всего лишь $\sim 10^{-4}$ от всех конвертировавшихся γ -квантов.

Еще одной проблемой, с которой приходится сталкиваться при изучении в тяжеложидкостных камерах взаимодействий с образованием γ -квантов, является тормозное излучение электронов и

позитронов с последующей конверсией - так называемые "каскадные"

γ -кванты. В нашем эксперименте для выделения подобных событий применялся критерий по углу разлета таких пар $\Theta_{\gamma\gamma}$. В случае, если $\Theta_{\gamma\gamma} < 5^\circ$, обе пары считались образованными одним γ -квантом и $P_\gamma = P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2}$. На рис. 3 приведено распределение по эффективной массе для двух пар (e^+e^-), образованных (по применяемому нами критерию) одним γ -квантом. Там же приведено распределение по эффективной массе двух γ -квантов для смоделированных событий из различных каналов реакций с двумя и более зарегистрированными γ -квантами в конечном состоянии (за вычетом $m_{\gamma\gamma}^{344}$ из распада Π^0 -мезона). Как видно из рис. 3, при применении вышеуказанного критерия теряется $\leq 1\%$ "хороших" γ -квантов.

Суммируя все сказанное, отметим, что при идентификации γ -квант считался принадлежащим данному взаимодействию и не отбрасывался, если:

1. $P_\gamma \geq 30$ Мэв/с,
2. а) $\Theta_\gamma < 5^\circ$ для любых L_γ ,
б) $\Theta_\gamma > 5^\circ$, но $(\frac{\Theta_\gamma}{\Delta\Theta_\gamma})^2 \leq 10$ для $L_\gamma \leq 5$ см.

Для событий с двумя и более γ -квантами требовалось, чтобы угол разлета любых двух γ -квантов $\Theta_{\gamma_1\gamma_2} \geq 5^\circ$. В случае $\Theta_{\gamma_1\gamma_2} < 5^\circ$ принималось $P_\gamma = P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2}$ и вводилась соответствующая коррекция в поправку на излучение.

III. Идентификация каналов реакций

I. Обсчет и применяемые критерии отбора

После геометрической реконструкции событий, получения кинематических параметров треков и идентификации V^0 -частиц и γ -квантов производилось уточнение топологии события, а также

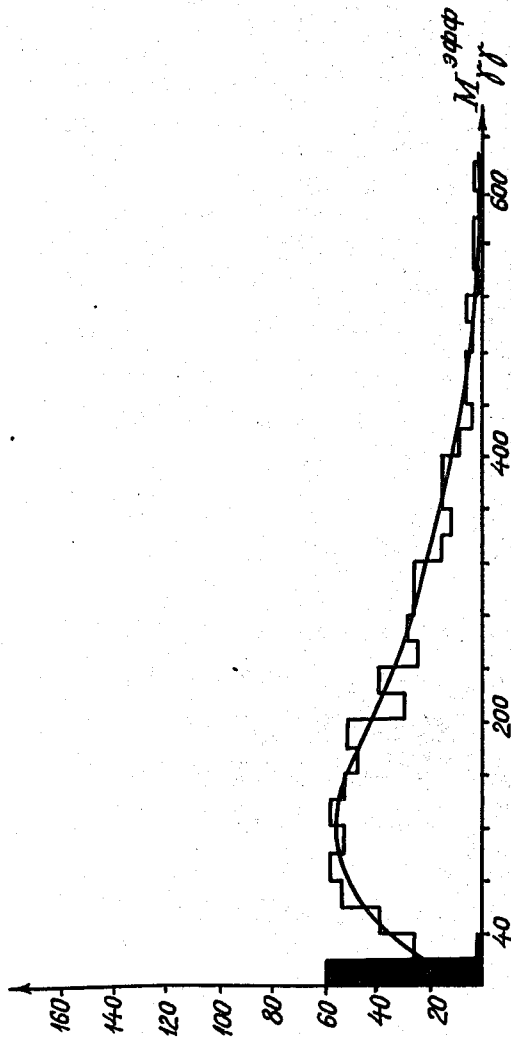


Рис. 3.

Распределение по эффективной массе двух λ^+ -квантов.

- - реальные события с $\Theta_M < 5^\circ$,
- - моделированные события из различных каналов реакций с двумя и более λ^+ -квантами в конечном состоянии (события $\Sigma^0 \rightarrow \lambda^+ \lambda^-$ исключены).

принадлежности его к "Пp"-взаимодействиям и затем идентификация каналов реакций с помощью программы "IO-30"/I3/.

Событие интерпретировалось как относящееся к определенному конечному состоянию, если:

а) для данной гипотезы процесс минимизации функционала (I6) в программе "IO-30" сходится и χ^2 для событий с 5-м, 4-мя, 2-мя и 1-м уравнениями связи был меньше I5, I2, 6 и 3 соответственно;

б) для событий, удовлетворяющих разномасштабным гипотезам, предпочтение отдавалось гипотезе с наибольшим числом уравнений связи/I4/;

в) квадраты недостающих масс для соответствующих гипотез находились в выбранных с помощью моделирования пределах/I5/.

Кроме вышеперечисленных критериев к событиям с зарегистрированными γ -квантами применялись дополнительные кинематические критерии:

а) в нашем эксперименте при распаде Σ^0 -гиперона не могут образовываться γ -кванты с энергией выше 500 Мэв, поэтому, если в событии наблюдается γ -квант с $p_\gamma \leq 500$ Мэв/с и эффективная масса Λ^0 -гиперона и γ -кванта находится в пределах (II65-I2I5) Мэв, то считалось, что потенциально "зарегистрирован" распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$;

б) если в событии зарегистрировано два γ -кванта и эффективная масса их находится в пределах (IIIO-I60) Мэв, то считалось, что зарегистрирован распад $\Pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ *).

*) Подробно все применяемые критерии отбора описаны в методической работе /I5/.

2. Разделение событий

В результате применения критериев отбора все события каждой топологии после обсчета по программе "fit-каналов реакций" были разделены на следующие группы (см. таблицы II-V).

а) Однозначно идентифицированные события. К однозначно идентифицированным относятся события, удовлетворяющие в результате обсчета по программе "fit-каналов реакций" только одной гипотезе. События, удовлетворяющие разномасштабным гипотезам, считались однозначно идентифицированными по отношению к гипотезе с наибольшим числом уравнений связи.

б) Неоднозначно идентифицированными считались события, которые в результате обсчета по программе "fit-каналов реакций" удовлетворяли двум или более гипотезам.

Следует отметить, что для одного из используемых нами методов определения сечений (метод χ_{ij} -коэффициентов^{/15/}) нет необходимости в подразделении событий на однозначно и неоднозначно идентифицируемые.

Предлагаемые нами методы определения сечений совершенно не требуют проведения идентификации частиц путем измерения или оценок величины ионизации на треках, измерения энергии δ -электронов и т.п. Более того, если идентификация частицы по ионизации, δ -электронам или распаду противоречит идентификации этой же частицы, следующей из кинематического анализа, для определения сечений по предлагаемым нами методам используется кинематическая идентификация данной частицы. Тем не менее, для всех событий нами проводилась идентификация положительной частицы по ионизации. В таблицах II-IV указаны числа событий для каждой группы с идентифицированными Π^+ - и K^+ -мезонами.

Таблица II.

2луча + Δ^0

Группы событий по результатам „fit“ каналов	Число событий	Данные ионизации о „+“ треке		
		π^+	K^+	π/K
$K^+\pi^-\Delta^0$	98	1	7	90
$K^+\pi^-\Delta^0(\pi^0)$	67	13	10	44
$\pi^+\pi^-\Delta^0(K^0)$	59	19	1	39
неразделенные	112	4	4	104
$m\pi > M_{\max}$	116	25	5	86
$m\pi < M_{\min}$	41	5	2	34
„Б.О.“	114			

Таблица III.

2луча + $\Delta^0 + 1\gamma$

Группы событий по результатам „fit“ каналов	Число событий	Данные ионизации о „+“ треке		
		π^+	K^+	π/K
Однозначно идентифицированы $K\pi\Delta^0$	58	3	2	53
Однозначно идентифицированы $\pi\pi\Delta^0$	29	8		21
Неразделённые	21	1		20
$m\pi > M_{\max}$	31	8	1	22
$m\pi < M_{\min}$	13	1		12
„Б.О.“	37			

Таблица IV.

2луча + $\Delta^0 + 2\gamma$

Группа событий по результатам "HE" КАНАЛОВ	Число событий	Данные ионизации π^+ "ТРЕ-КЕ"		
		π^+	K^+	π/K
Однозначно идентифициров. $K^+ \Delta^0 \gamma^+$	13	1		12
Однозначно идентифициров. $\pi^+ \Delta^0 \gamma^+$	8	2		6
неразделенные	12	1		11
$m \pi > m \pi$	2	2		
$m \pi < m \pi$	3	1		2
"Б.О."	10			

Таблица V.

2луча + $\Delta^0 + K^0 + \dots$

Группа событий	Число событий
$\pi^+ \pi^- \Delta^0 K^0$	37
$\pi^+ \pi^- \Delta^0 K^0 (\pi^0)$	37
$m \pi^0$	10
$m \pi < m \pi$	15
"Б.О."	28
$\pi^+ \pi^- \Delta^0 K^0 \gamma^{\pi^0}$	7
$\pi^+ \pi^- \Delta^0 K^0 \gamma^{\delta}$	6
$\pi^+ \pi^- \Delta^0 K^0 \gamma^{\pi^0}$	11
$m \pi^0$	2
$m \pi < m \pi$	5
"Б.О."	3
$\pi^+ \pi^- \Delta^0 K^0 2\gamma$	1
$\pi^+ \pi^- \Delta^0 K^0 2\gamma (\pi^0)$	4
"Б.О."	2

в) События с числом образующихся нейтральных частиц $n \geq 2$

Данная группа обусловлена в основном наличием событий, в которых образовалось и не зарегистрировано более одной нейтральной частицы. Кроме того, здесь же находится часть событий, образующихся при взаимодействии Π^- -мезонов с квазисвободными протонами углерода.

г) События типа "Б.0". К данной категории относятся события с идентифицированными V^0 -частицами и γ -квантами, имеющие большие ошибки в измерениях параметров треков звезды — "короткие" треки (в основном из-за вторичных ядерных взаимодействий). Это приводит к тому, что данная группа событий не может быть обчислена по программе "fit-каналов реакций", а относить ее (группу) к категории "технический брак" нам казалось нецелесообразным. Поэтому данные события были выделены отдельно для каждой топологии, а затем внутри нее пропорционально разделены между различными конечными состояниями.

д) Группа событий с $(MM)^2 < (MM)^2_{min}*$ Существование этой группы событий связано в основном с вкладом взаимодействий Π^- -мезонов с протонами ядра углерода. Кроме того, в эту группу попадают также события из " Π^-p "-взаимодействий с большими ошибками измерений параметров треков. Моделирование показало, что доля последних составляет $\sim (2-5)\%$ от числа событий, соответствующих различным каналам реакций и практически слабо зависит от канала реакции.

IV. Оценка примеси взаимодействий Π^- -мезонов с протонами углерода

Одной из основных проблем, с которыми приходится сталкиваться при изучении Π^-p -взаимодействий в камерах с наполнением тяжелой жидкостью (пропан, пропан-фреоновые смеси) является проблема учета и выделения взаимодействий на квазисвободных протонах ядер.

* $(MM)_{min}^2$ — нижняя граница недостающих масс, устанавливаемая путем моделирования (см. подробности в работе /15/).

В работе^{/16/} величина примеси взаимодействий на квазисвободных протонах углерода оценивалась по числу " Π^-n "- взаимодействий. Предполагая, что сечения взаимодействий на квазисвободных нейтронах и протонах одинаковы, авторы этой работы нашли, что $\sim 20\%$ зарегистрированных " Π^-p "-взаимодействий обусловлено взаимодействиями на свободных протонах углерода.

В работах^{/9, 17/} величина примеси определялась из сравнения сечений, полученных при одинаковых энергиях на пропановой и водородной камерах. Применение подобной процедуры требует, однако, не только знания соответствующих сечений, что во многих случаях невозможно, но и тщательного учета большого числа поправок, связанных с эффективностями регистрации, просмотра и измерений, которые зачастую просто невозможно определить для сравниваемых экспериментов по литературным источникам.

В ряде работ^{/10, 18/} выделение взаимодействий на квазисвободных протонах производилось по событиям, имеющим величину $MM^2 < MM^2_{min}$. Однако, как будет видно из дальнейшего, при этом выделяется только часть (притом меньшая) подобных взаимодействий.

В данной работе мы попытались несколько развить способ выделения и оценки примеси взаимодействий на квазисвободных протонах, предложенный в работе^{/16/}.

Прежде всего, имеющиеся в литературе данные^{/19/} показывают, что в исследуемой области энергий Π^- -мезонов не только

$$\sigma_{\bar{p}}^{tot} \approx \sigma_{\bar{n}}^{tot}, \text{ но близки и парциальные сечения с}$$

рождением странных частиц. Так, например^{/20/},

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{p}} \rightarrow \Sigma^- K^+ \pi^0 &= (56 \pm 5) \mu\text{b} \\ \sigma_{\bar{n}} \rightarrow \Sigma^- K^+ \pi^- &= (70 \pm 10) \mu\text{b} \end{aligned} \quad \text{при } p_{\pi^-} = 2,26 \text{ геВ/с}$$

$$\sigma_{\bar{p} \rightarrow \Sigma^- K^+} = (200 \pm 28) \mu\text{b}$$

$$\sigma_{\bar{p} \rightarrow \Sigma^- K^0} = (185 \pm 35) \mu\text{b} \quad \text{при } p_{\bar{p}} = 1,22 \text{ ГэВ/с}$$

Это дало нам определенные основания считать, что и в нашем случае парциальные сечения образования странных частиц в "Пр"- и в "Пn"-взаимодействиях равны, в частности,

$$\sigma_{\text{Пр}} \rightarrow \Lambda^0 K^+ \approx \sigma_{\text{Пn}} \rightarrow \Lambda^0 K^+ \text{ или, конкретно,}$$

$$\sigma_{\text{Пр}} \rightarrow \Lambda^0 K^0 \Pi^0 + \sigma_{\text{Пр}} \rightarrow \Lambda^0 K^+ \Pi^- \approx \sigma_{\text{Пn}} \rightarrow \Lambda^0 K^0 \Pi^+$$

Тогда из соотношения изотопинвариантности следует, что

$$\sigma_{\text{Пр}} \rightarrow \Lambda^0 K^0 \Pi^0 \approx 2/3 \sigma_{\text{Пn}} \rightarrow \Lambda^0 K^0 \Pi^+ (*)$$

Для анализа и сравнения нами были взяты

0-лучевые $\Lambda^0 K^0$ - "Пр" - события и

I-лучевые $\Lambda^0 K^0$ - "Пn"-события с двумя зарегистрированными V^0 -частицами. Всего было найдено и измерено

115 0-лучевых $\Lambda^0 K^0$ и 34 I-лучевых $\Lambda^0 K^0$ -события (измерялись только V^0 -частицы). Затем все эти события были обчислены по программе "fit-каналов реакций" как "Пр"-взаимодействия и к ним были применены соответствующие критерии отбора по χ^2 и $(MM)^2$.

В таблице VI приведены результаты этого обсчета.

Таблица VI

Тип события	4c-fit	1c-fit	$MM^2 < MM_{\min}^2$	$MM^2 > MM_{\max}^2$	Всего
0 луч.	14	40	8	53	115
I луч.	-	6	9	19	34

Считая справедливым соотношение (*), из данных таблицы VI следует, что полная примесь в "Пр"-событиях взаимодействий на

квазисвободных протонах углерода в нашем случае составляет $\sim 23\%$, для I e -fit-событий - $\sim 10\%$.

Что касается критерия $(MM)^2 < (MM)_{\min}^2$, то применение его выделяет только четвертую часть всех взаимодействий на квазисвободных протонах.

Проведенное нами моделирование показало, что наличие ферми-импульса у нуклона мишени приводит к уменьшению числа событий, удовлетворяющих критериям отбора после обсчета по программе "fit-каналов реакций". Так, например, для "4c-fit"-событий критериям отбора удовлетворяет $\sim 90\%$ "Пp"- взаимодействий и лишь 20-25% - "П + P_{ферми}"-взаимодействий. Для "Ic-fit"-событий это соотношение составляет $\sim 80\%$ и $\sim 60\%$ соответственно. Сопоставляя результаты моделирования и обсчета 0-лучевых и I-лучевых $\Lambda^0 K^0$ -событий, мы получили, что примесь взаимодействий на квазисвободных протонах углерода для "4c-fit"-событий $\leq 5\%$.

Таким образом, применение процедуры "fit-каналов реакций" к водородоподобным событиям в камерах с тяжеложидкостным наполнением снижает примесь взаимодействий на квазисвободных протонах ядер среди событий, удовлетворяющих критериям отбора (особенно для "4c-fit"-событий).

В дальнейшем, при определении сечений каналов реакций нами вводилась поправка на примесь квазисвободных взаимодействий, равная 10% для "I(2)c-fit"-событий и 5% - для "4(5)c-fit"-событий.

V. Сечения рождения странных частиц

Проведенный анализ всех "2 луча + $\Lambda^0 + \dots$ " событий позволил нам определить сечения различных каналов реакций с образованием Λ^0 -гиперонов в Пp-взаимодействиях при $P_{\text{П}} = 5,0$ Гэв/с.

I. Прежде всего эффективные сечения мы определили традиционным методом ^{10,21/}, а именно; используя результаты обработки по программе "fit-каналов реакций", данные ионизационных оценок и измерений, данные о событиях с различным числом зарегистрированных γ -квантов. Как видно из таблиц II-IV, в нашем эксперименте по ионизации удалось идентифицировать Π^+ - и K^+ -мезоны \sim в 18% событий.

Сечения определялись по формуле

$$\sigma_i = N_i \sigma_0 K_i f_i(\bar{E}_\gamma)$$

где N_i - число событий, удовлетворяющих данной гипотезе по результатам "fit-каналов реакций" и ионизационным оценкам;

$$\sigma_0 = (0,27 \pm 0,02) \mu^b / \text{событие}^{/22/};$$

K_i - множитель, характеризующий данную топологию и учитывающий поправки на ненаблюдаемые случаи, вклад взаимодействий на ядре углерода, геометрию камеры, эффективность просмотра и регистрации ν^0 -частиц;

$f_i(\bar{E}_\gamma)$ - множитель, характеризующий вероятность регистрации n - квантов ($n = 0, 1, 2$) в данной топологии для конкретного канала реакций.

Величина K_i вычислялась как произведение сомножителей, учитывающих поправки различного типа.

Геометрические поправки были связаны с потерей ν^0 -частиц из-за ограниченных размеров камеры ("вес" ν^0).

Из распределений "весов" - W_{Λ^0} и W_{K^0} для Λ^0 - гиперонов и K^0 -мезонов для нашей камеры было найдено, что

$$\begin{aligned} \overline{W_{\Lambda^0 \rightarrow p^+ \pi^-}} &= 1,02 \pm 0,005 \\ \overline{W_{K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}} &= 1,08 \pm 0,01. \end{aligned}$$

Поправки на эффективность просмотра для различных топологий приведены в таблице I.

Кроме того, по данным таблицы I, для каждой топологии определялись поправки на потерю событий из-за "технического брака", а по данным таблиц II-V-поправки на события типа "Б.О." (см. выше).

Поправки на нейтральные моды распада составляли:

$$W_{\Lambda^0}^{\text{нейтр.}} = 1,5 \quad \text{для } \Lambda^0\text{-гиперонов и}$$

$$W_{K^0}^{\text{нейтр.}} = 3,0 \quad \text{для } K^0\text{-мезонов.}$$

Были введены поправки на потерю V^0 -частиц, распавшихся на малых расстояниях от звезды - $W_{\ell_{\min}}$. Из распределений числа распадов V^0 -частиц по величине ℓ_{V^0} мы нашли, что

$$W_{\ell_{\min}}^{\Lambda^0} \approx W_{\ell_{\min}}^{K^0} = 1,05 \pm 0,005.$$

Из тех же распределений оценивалась примесь от "0 луч + 2 V^0 -событий", когда одна из V^0 -частиц распадается на $\ell < \ell_{\min}$. Для "2 луча + Λ^0 + ..." - событий величина этой примеси составляла 1%.

Поправки на примесь взаимодействий, происходящих на ядре углерода, как уже указывалось выше, составляли

$$W_{\text{ЛС}}^4 = 0,95 \quad \text{для } 4\text{С (5С)-fit-событий и}$$

$$W_{\text{ЛС}}^I = 0,9 \quad \text{для } 1\text{С (2С)-fit-событий.}$$

Была введена также поправка на потерю событий из-за рассеяния V^0 -частиц в камере - $W_{\text{расс.}} = 1,03$, полученная на основе зарегистрированных случаев V^0 -рассеяния.

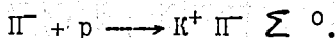
Множитель $fit(\bar{E}_\gamma)$ вычислялся для каждого конечного идентифицируемого состояния, на основе среднего значения эффективности регистрации γ -квантов в нашей камере

$$\bar{E}_\gamma = 0,2 \pm 0,01, \quad \text{определенного по } 397 \text{ " } \Lambda^0 n \gamma \text{ " -событиям.}$$

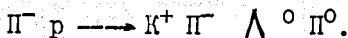
Кроме того, для событий с γ -квантами вводилась поправка на потерю γ -квантов из-за применяемых нами критериев отбора ($p_\gamma < 30$ Мэв/с и $\Theta_\gamma > 5^\circ$) - $W_\gamma = 1,04 \pm 0,01$.

Поскольку в данном эксперименте эффективность регистрации γ -квантов была достаточно большой, мы смогли разделить каналы с рождением Λ^0 - и Σ^0 -гиперонов.

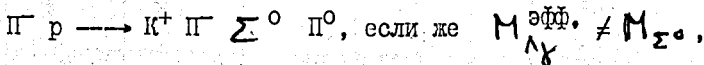
Для событий типа "2 луча + $\Lambda^0 + 1\gamma$ "; если выполняется 4С-fit и $1165 \leq M_{\Lambda\gamma}^{\text{эфф.}} \leq 1215$ Мэв ($M_{\Lambda\gamma}^{\text{эфф.}} = M_{\Sigma^0}$), то считалось, что данное событие относится к каналу



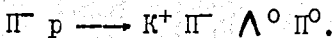
Если же $M_{\Lambda\gamma}^{\text{эфф.}}$ лежит вне указанных пределов ($M_{\Lambda\gamma}^{\text{эфф.}} \neq M_{\Sigma^0}$) и выполняется 4С-fit, то данное событие относилось к каналу



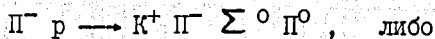
В случае 2С-fit и $M_{\Lambda\gamma}^{\text{эфф.}} = M_{\Sigma^0}$ событие относилось к каналу



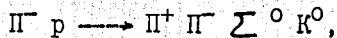
то к каналу



Для 1С-fit и $M_{\Lambda\gamma}^{\text{эфф.}} = M_{\Sigma^0}$ событие относилось либо к каналу



к



в зависимости от того, какой гипотезе удовлетворяет данное событие;

если же $M_{\Lambda\gamma}^{\text{эфф.}} \neq M_{\Sigma^0}$ - то к каналу

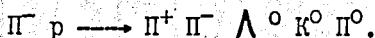
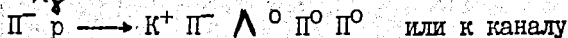


Таблица VII

	Сечения ($\mu\text{в}$) определены из конечных сечений						Усреднен- ные зна- чения \bar{G}_i	\bar{G}_i по \bar{G}_{ij}	\bar{G}_i по \bar{G}_{ij}	H_2 ¹²⁴⁾ 5,0	H_2 ¹²⁵⁾ 4,16	C_3H_8 ¹²²⁾ 4,0	H_2 ¹²⁶⁾ 4,0
	$2\Delta\Lambda$	$2\Delta\Lambda\gamma$	$2\Delta\Lambda\gamma^2$	$2\Delta\Lambda\gamma^3$	$2\Delta\Lambda\gamma^4$	$2\Delta\Lambda\gamma^5$							
$K \bar{K} \Lambda^\circ$	$\frac{50,0 \pm 7,9}{98^*}$						50,0 \pm 7,9	62,1 \pm 4,4	64,5 \pm 7,5	88 \pm 11		89 \pm 11	133 \pm 21
$K \bar{K} \Sigma^\circ$	$\frac{31,0 \pm 11,7}{7}$					31,0 \pm 11,7	28,5 \pm 6,8	28,4 \pm 5,7	31,0 \pm 4,6	32 \pm 5			
$K \bar{K} \Lambda^\circ \bar{K}^\circ$	$\frac{86,5 \pm 10,9}{68}$	$\frac{81,8 \pm 4,7}{31}$	$\frac{85,3 \pm 4,0}{4}$			84,9 \pm 8,4	56,8 \pm 16,2	53,7 \pm 4,3	131,0 \pm 17	108 \pm 12		98 \pm 10	93 \pm 17
$K \bar{K} \Sigma^\circ \bar{K}^\circ$	$\frac{28,1 \pm 7,8}{13}$	$\frac{60,0 \pm 22,7}{7}$				31,5 \pm 7,4	54,8 \pm 4,1	56,3 \pm 13,6					
$K \bar{K} \Lambda^\circ \bar{K}^\circ \bar{K}^\circ$	$\frac{22,4 \pm 6,8}{11}$	$\frac{32,2 \pm 13,2}{6}$				24,5 \pm 6,0	19,6 \pm 13,6	36,6 \pm 16,1					
$\bar{K} \bar{K} \Lambda^\circ \bar{K}^\circ$	$\frac{60,8 \pm 8,6}{50}$			$\frac{71,6 \pm 14,7}{24}$		63,6 \pm 7,4	63,0 \pm 19,4	75,1 \pm 16,4	117,0 \pm 12,6	96 \pm 10		154 \pm 14	195 \pm 21
$\bar{K} \bar{K} \Sigma^\circ \bar{K}^\circ$	$\frac{81,0 \pm 22,5}{13}$				$\frac{48,0 \pm 24,0}{4}$	65,6 \pm 16,4	62,3 \pm 24,1	60,7 \pm 20,0		46 \pm 11			
$\bar{K} \bar{K} \Lambda^\circ \bar{K}^\circ \bar{K}^\circ$	$\frac{119,0 \pm 27,4}{31}$	$\frac{178,0 \pm 75,0}{6}$	$\frac{131,6 \pm 24,3}{29}$		$\frac{51,0 \pm 18,0}{7}$	82,8 \pm 11,0	81,0 \pm 36,0	63,6 \pm 34,1	109,3 \pm 15,5	70 \pm 11			
$\bar{K} \bar{K} \Sigma^\circ \bar{K}^\circ \bar{K}^\circ$		$\frac{50,8 \pm 25,4}{4}$			$\frac{41,5 \pm 15,7}{7}$	46,0 \pm 13,1	49,6 \pm 34,8	65,8 \pm 31,2				85 \pm 21	63 \pm 26
$\bar{K} \bar{K} \Lambda^\circ \bar{K}^\circ \bar{K}^\circ \bar{K}^\circ$		$\frac{15,9 \pm 11,1}{2}$			$\frac{33,4 \pm 13,6}{6}$	24,4 \pm 8,4	52,6 \pm 28,6	30,2 \pm 27,0					

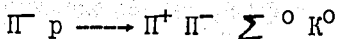
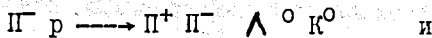
* Число событий, по которому определялось данное значение.

Аналогичные критерии применялись к событиям других топологий.

Все неоднозначно идентифицированные события разделялись среди однозначно идентифицированных пропорционально последним.

Считая, что в события $4C\text{-fit } \pi^- p \longrightarrow K^+ \pi^- \Lambda^0$ входят все события из канала $\pi^- p \longrightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0$ с незарегистрированным (неконвертировавшим) γ -квантом, мы оценили долю таких событий по числу прошедших $4C\text{-fit } \pi^- p \longrightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0$ - событий "2 μ ра + Λ^+ γ ", а затем определили сечение канала $\pi^- p \longrightarrow K^+ \pi^- \Lambda^0$.

Подобным же образом были "разделены" каналы



по событиям с двумя зарегистрированными V^0 -частицами.

Полученные из различных топологий величины парциальных сечений приведены в таблице VII там же приведены и усредненные значения (указаны только статистические ошибки).

Нам кажется, однако, что подобной процедуре определения сечений присущ ряд недостатков. Наиболее серьезным, как показало проведенное моделирование^{/15/}, является большая примесь событий из других каналов реакций среди однозначно идентифицированных по программе "fit-каналов" событий. При сравнительно невысоких энергиях взаимодействий величину этой примеси можно уменьшить, привлекая измерения или оценку ионизации заряженных частиц, однако с ростом энергии подобные измерения становятся крайне затруднительными или практически невозможными.

2. Более последовательным и правильным представляется разработанный нами способ определения сечений методами " τ_{ij} " или " \mathcal{R}_{ij} " - коэффициентов, подробно описанными в нашей предыдущей работе^{/15/}.

Решая методом наименьших квадратов систему уравнений вида

$$N_i = \frac{1}{\sigma_0 K_i} \sum_{j=1}^M \sigma_j f_j(\bar{E}_g, E_{\nu^0}) \eta_{ij}, \quad i=1 \dots 4$$

мы получаем искомые значения сечений σ_j , а также величину \bar{E}_g . Здесь N_i - число однозначно идентифицированных событий данной топологии

σ_0 и K_i - (см. выше)

$f_j(\bar{E}_g, E_{\nu^0})$ - множитель, характеризующий среднюю эффективность регистрации γ -квантов и K^0 -мезонов для каждой конкретной топологии и для данного канала реакций.

η_{ij} - коэффициенты "прохождения" характеризуют относительный вклад в данное, однозначно идентифицированное конечное состояние, даваемый другими каналами реакций.

Для " η_{ij} " - коэффициентов система уравнений аналогична, с той лишь разницей, что η_{ij} - коэффициенты характеризуют относительный вклад в данное идентифицированное конечное состояние какой-либо регистрируемой топологии исследуемых реакций независимо от степени однозначности идентификации, т.е. одно и то же событие может идентифицироваться как принадлежащее нескольким различным каналам реакций, независимо от того, был ли это, например, 4C-fit или IC-fit.

Значения коэффициентов η_{ij} и η_{ij} для данного эксперимента были получены путем моделирования исследуемых каналов реакций и приведены в таблицах III-XI работы /15/.

Определенные с помощью " η_{ij} " и " η_{ij} " коэффициентов значения сечений приведены в таблице VII. Относительное увеличение ошибок в значениях сечений по сравнению с результатами,

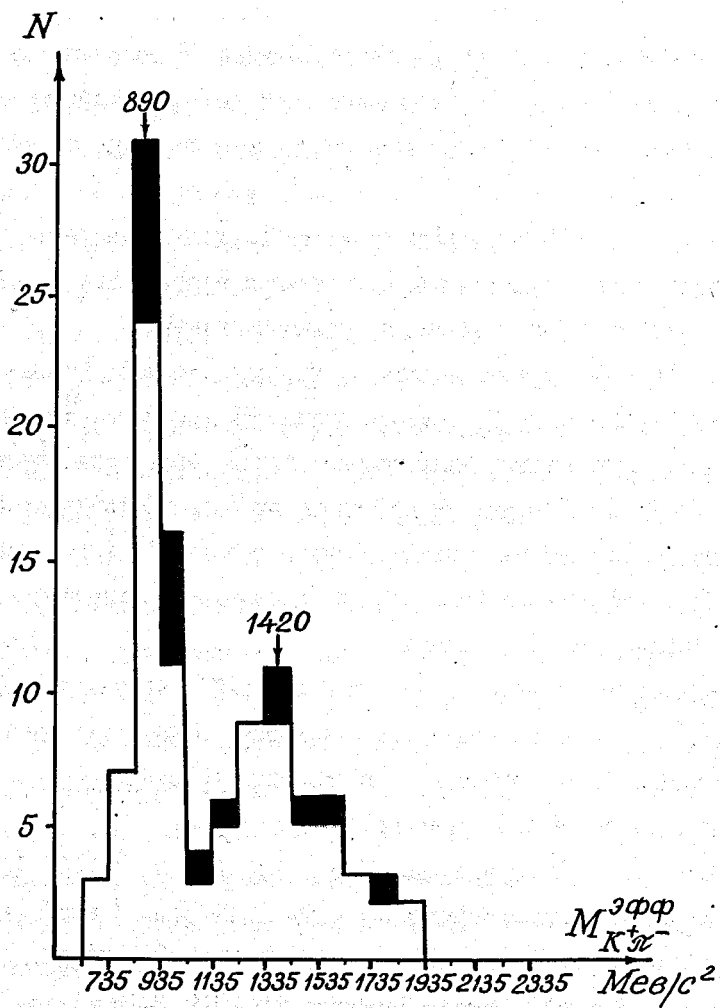


Рис. 4. Спектр $M_{K^+ \pi^-}^{эфф}$ для конечных состояний:

- $\pi^- + p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda^0 \gamma$ (4C-fit)
- $\pi^- + p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda^0$ (4C-fit)

Полученными традиционной методикой, связано с довольно значительными корреляциями между различными конечными идентифицированными состояниями, что в традиционной методике совершенно не учитывается.

В таблице VII приведены также результаты ряда работ /10, 23-27 по определению сечений в близкой области энергий как с помощью водородных, так и пропановых пузырьковых камер.

Следует еще раз подчеркнуть, что для методов χ^2 и χ^2_{fit} - коэффициентов нет необходимости проводить измерения или оценки ионизации треков заряженных частиц, более того, если идентификация частицы по ионизации противоречит идентификации этой же частицы, следующей из кинематического анализа ("fit"-каналов реакций), для определения сечений используется кинематическая идентификация данной частицы.

Используя полученные величины сечений и значения коэффициентов χ^2_{fit} , можно среди так называемых однозначно идентифицированных событий оценить долю событий, действительно образованных в данном-канале реакций.

Так, в нашем случае для $\bar{p} - K^+ \bar{p} \Lambda^0$ (4C-fit) - событий этот вклад составляет $\sim 75\%$. На рис. 4 приведен спектр эффективных масс $K^+ \bar{p}$ -системы для $K^+ \bar{p} \Lambda^0$ и $K^+ \bar{p} \Lambda^0_{\text{fit}}$ -конечных состояний, удовлетворяющих "4C-fit"-гипотезам. Отчетливо наблюдаются пики в области K^{0*} (890) и K^{0*} (1420)-резонансов.

С другой стороны, среди $\bar{p} - K^+ \bar{p} \Lambda^0$ (\bar{p}^0) (IC-fit) однозначно идентифицированных событий доля событий, действительно образовавшихся в данном канале реакций, составляет всего лишь $\sim 20\%$, а вклад от $\bar{p} - \bar{p}^+ \bar{p}^- \Lambda^0 + \dots$ взаимодействий - $\sim 60\%$; в свою очередь, среди неоднозначно идентифицированных (неразделенных) IC-fit "2 луча + Λ^0 " событий

$(\Pi^- p \rightarrow K^+ \Pi^- \Lambda^0 (\Pi^0))$ или $(\Pi^- p \rightarrow \Pi^+ \Pi^- \Lambda^0 (K^0))$
 вклады $\Pi^- p \rightarrow K^+ \Pi^- \Lambda^0 + \dots$ и $\Pi^- p \rightarrow \Pi^+ \Pi^- \Lambda^0 + \dots$ -
 взаимодействий примерно одинаковы ($\sim 47\%$ и 53% соответственно).

На рис. 5 (а, б) приведены спектры $M_{K^+ \Pi^-}^{\text{эфф.}}$ для однозначно идентифицированных $\Pi^- p \rightarrow K^+ \Pi^- \Lambda^0 (\Pi^0)$ (IC-fit) и неоднозначно идентифицированных ($K^+ \Pi^- \Lambda^0 (\Pi^0)$ или $(\Pi^+ \Pi^- \Lambda^0 (K^0))$)-событий. Как и следовало ожидать из полученных оценок, образование K^{*0} (890) $\rightarrow K^+ \Pi^-$ -резонанса более отчетливо проявляется в спектре $M_{K^+ \Pi^-}^{\text{эфф.}}$ для неоднозначно идентифицированных событий. Кривая на рис. 5 - моделированный (по статистической модели) спектр эффективных масс " $\Pi^+ \Pi^-$ "-системы из реакции $\Pi^- p \rightarrow \Pi^+ \Pi^- \Lambda^0 K^0$ при замене $M_{K^+} \rightarrow M_{\Pi^+}$ (кривая не нормирована). Интересно отметить, что кривая на рис. 5 а) качественно описывает спектр $M_{K^+ \Pi^-}^{\text{эфф.}}$ для однозначно идентифицированных событий $\Pi^- p \rightarrow K^+ \Pi^- \Lambda^0 (\Pi^0)$ (IC-fit), что говорит о большой примеси событий из других каналов реакций. Из всего сказанного следует, что эти события нельзя использовать для изучения кинематических характеристик реакции $\Pi^- p \rightarrow K^+ \Pi^- \Lambda^0 \Pi^0$.

Для однозначно идентифицированных событий $\Pi^- p \rightarrow \Pi^+ \Pi^- \Lambda^0 (K^0)$ (IC-fit) вклад событий, действительно относящихся к данному каналу, составляет $\sim 30\%$, примесь от каналов с образованием K^+ -мезона - $\sim 10\%$, а доля Λ^0 -гиперонов от распада Σ^0 -гиперонов - $\sim 50\%$.

Легко представить, к каким искажениям кинематических характеристик изучаемых взаимодействий может привести использование всех "однозначно" идентифицированных событий, в особенности удовлетворяющих IC-fit гипотезам.

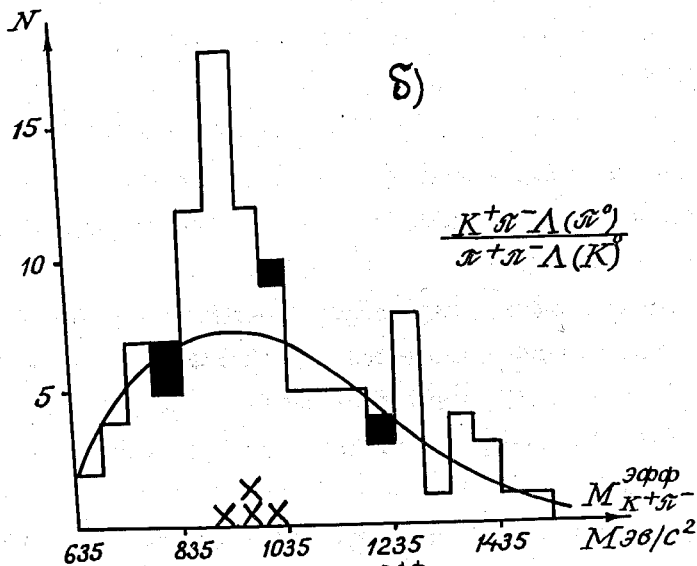
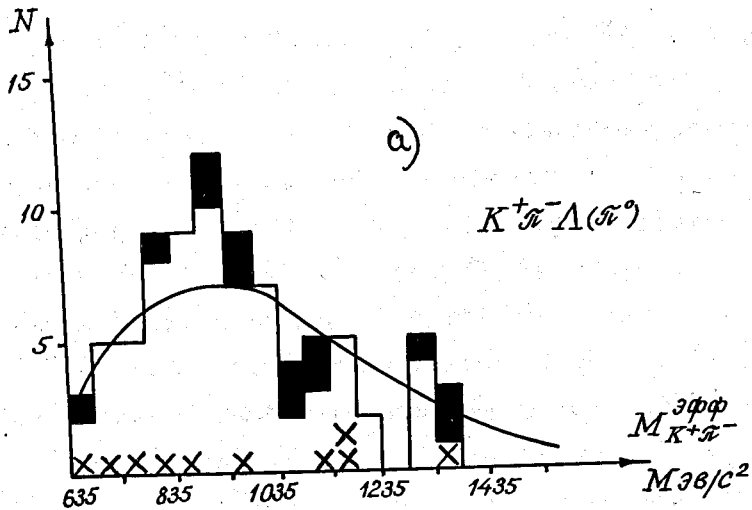


Рис. 5. Спектры $M_{K^+\pi^-}^{\text{эфф}}$ для событий

а) однозначно идентифицированных $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda^0(\pi^0)$ (1C-fit)

б) неоднозначно идентифицированных ($K^+\pi^-\Lambda^0(\pi^0)$ или $\pi^+\pi^-\Lambda^0(K^0)$).

Кривая (не нормирована) - спектр масс $\pi^+\pi^-$ -системы из реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda^0 K^0$ при замене $m_{\pi^+} \leftarrow m_{K^+}$

■ π^+ - мезоны по ионизации,

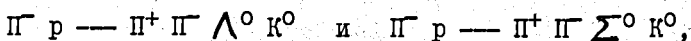
× K^+ - мезоны по ионизации.

Как уже указывалось ранее, для отбора событий, удовлетворяющих той или иной гипотезе, применялись критерии по $\chi^2_{\text{пред}}$ и $(MM)^2$, полученные на основании моделированных событий. Так, для 4С- $\frac{1}{2}$ гипотез $\chi^2_{\text{пред}} = 12$. На рис. 6 приведено распределение по χ^2 для реальных событий, удовлетворяющих гипотезе $\Pi^- p \rightarrow K^+ \Pi^- \Lambda^0$. Там же приведена кривая - сумма χ^2 -распределений для каналов, могущих дать вклад в данное конечное состояние, с весами, пропорциональными этим вкладам. Кривая нормирована на число событий с $\chi^2 \leq \chi^2_{\text{пред}} = 12$. Наблюдается достаточно удовлетворительное согласие экспериментального и теоретического распределений, что свидетельствует, на наш взгляд, о корректном задании ошибок в параметрах частиц при моделировании.

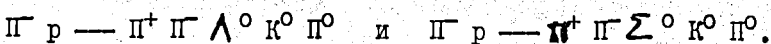
Основные результаты

I. Основным результатом данной работы является определение сечений каналов реакций $\Pi^- p$ -взаимодействий с образованием Λ^0 -гиперонов в сопровождении большого числа Π^0 -мезонов и γ -квантов (таблица VII).

Применение разработанной нами методики^{/15/} позволило не только корректно определить сечения реакций с образованием Λ^0 и Σ^0 -гиперонов, такие, как



но также впервые разделить сечения каналов:



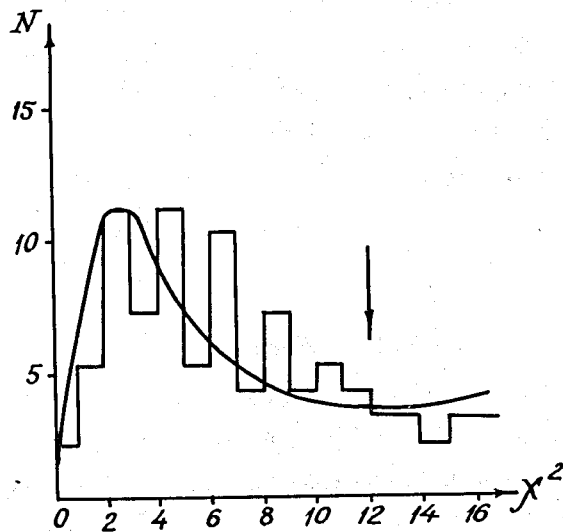
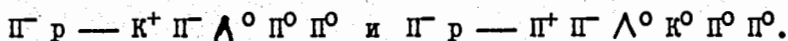


Рис. 6. χ^2 - распределение для событий, удовлетворяющих гипотезе $\pi^- + p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda^0$. Кривая - сумма χ^2 -распределений для каналов, могущих дать вклад в данное конечное состояние с весами, пропорциональными этим вкладам.

Также впервые были определены сечения каналов реакций с образованием нейтральных странных частиц в сопровождении двух Π^0 -мезонов:



3. На рис.7 представлена зависимость сечений от импульса налетающего Π^- -мезона для четырех каналов реакций

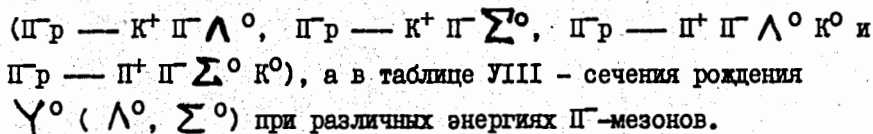


Таблица VIII

$P_{\Pi^-} (15/c)$	1,69 ^{/26/}	3,0 ^{/27/}	4,0 ^{/25/}	5,0	7-8 ^{/28/}	10 ^{/29/}	11 ^{/30/}
				данная работа			
$\sigma_{\Upsilon^0} (mb)$	0,42 \pm 0,03	0,82	0,86	0,97 \pm 0,11	0,8 \pm 0,25	0,94	0,68 \pm 0,1

Из данных рис.7 и табл. VIII видно, что большинство парциальных сечений достигает максимума при $P_{\Pi^-} \sim (2-3)$ Гэв/с и затем медленно уменьшается, хотя полные сечения образования

$\Upsilon^0 (\Lambda^0, \Sigma^0)$ остаются практически постоянными в широком интервале энергий. Это может происходить за счет роста сечений с образованием Υ^0 в сопровождении большого числа Π^- -мезонов, что, в частности, подтверждается результатами данной работы.

Заключение

В данной работе сообщаются результаты измерения сечений 2-лучевых Π^- -взаимодействий при $P_{\Pi^-} = 5,0$ Гэв/с, приводящих к образованию Λ^0 -гиперонов в сопровождении Π^0 -мезонов и Υ^- -квантов.

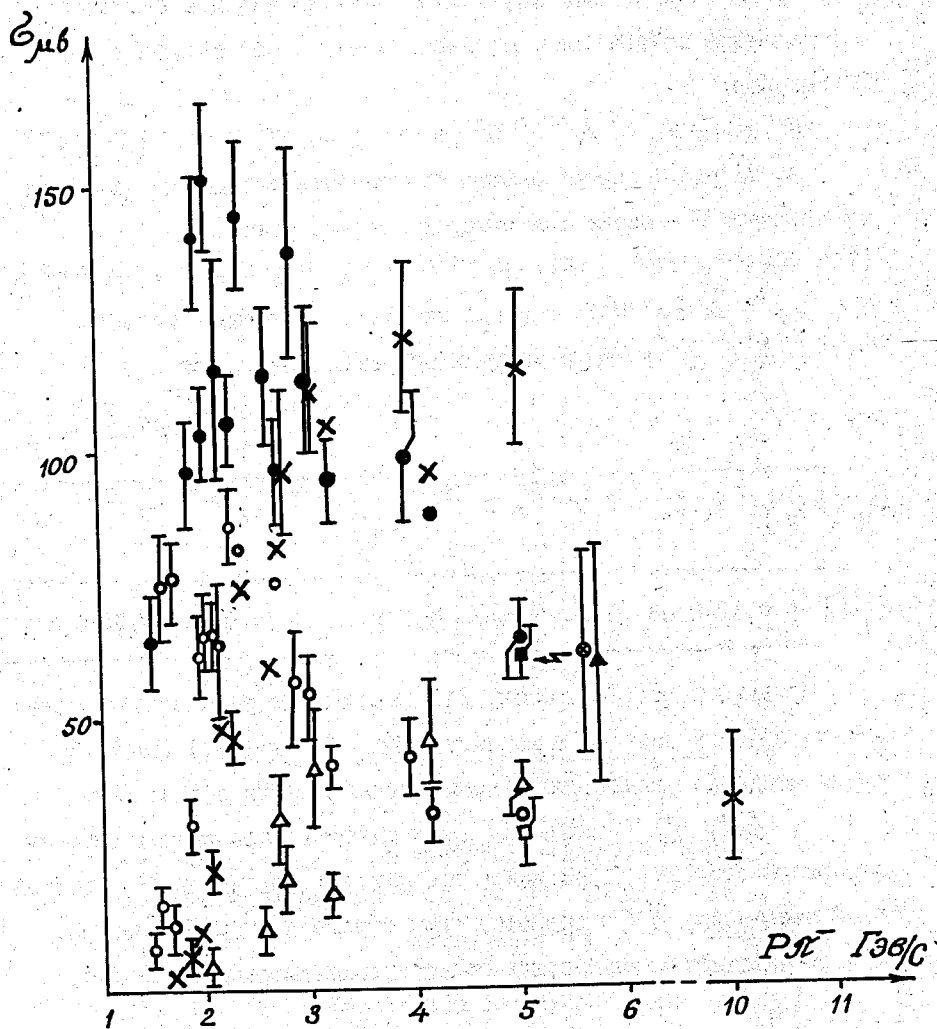


Рис. 7. Зависимость сечений импульса $\bar{\pi}^-$ -мезона для реакций

- $\bar{\pi}p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda^0$
- $\bar{\pi}p \rightarrow K^+\pi^-\Sigma^0$
- × $\bar{\pi}p \rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda^0 K^0$
- △ $\bar{\pi}p \rightarrow \pi^+\pi^-\Sigma^0 K^0$

Наши данные:

- $\bar{\pi}p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda^0$
- $\bar{\pi}p \rightarrow K^+\pi^-\Sigma^0$
- ⊙ $\bar{\pi}p \rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda^0 K^0$
- ▲ $\bar{\pi}p \rightarrow \pi^+\pi^-\Sigma^0 K^0$

Разработанная методика /15/ позволила впервые определить сечения многих каналов реакций, идущих с образованием 3 и 4 нейтральных частиц в конечном состоянии.

Кроме того, методика позволяет определить величину примеси от других каналов реакций среди однозначно идентифицированных событий, что чрезвычайно важно при исследовании характеристик изучаемых взаимодействий.

Особая привлекательность применяемой методики, на наш взгляд, заключается в отсутствии необходимости проведения ионизационных измерений при определении сечений, что важно для изучения взаимодействий при высоких энергиях.

Таким образом, данные настоящей работы показывают, что применение камер, заполненных тяжелой жидкостью (в данном случае - пропан) дает качественно новую и существенную информацию о взаимодействиях элементарных частиц. Это в первую очередь относится к реакциям с рождением большого числа нейтральных частиц и γ -квантов.

В заключение нам хочется поблагодарить В.С. Киселева за большую помощь при математической обработке результатов, коллектив отдела синхрофазотрона ЛВЭ за содействие при облучении камеры, лаборантов ЛПП и ЛВТА за обработку и измерения камерных снимков, коллектив БЭСМ-6 за помощь при обчете данных эксперимента.

Литература

1. А.В. Богомолов, Ю.А. Будагов и др. ПТЭ I, 6I, 1964.
2. В.С. Кладницкий, В.Б. Флягин. Препринт ОИЯИ I50I, Дубна, 1964.
3. Ю.А. Будагов и др. Доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970.
4. Б.П. Банник и др. Препринт ОИЯИ I-3096, Дубна, 1967.
5. Ю.А. Будагов и др. ЯФ, I5, 75, 1972.
6. В.Я. Алмазов и др. Препринт ОИЯИ I352, Дубна, 1964.
7. Н.А. Буздавина, В.Б. Виноградов, В.Б. Флягин. Сообщение ОИЯИ БI-IO-3572, Дубна, 1967.
8. Н.А. Буздавина, В.Б. Виноградов. Препринт ОИЯИ PIO-3350, Дубна, 1967.
9. Б.П. Банник и др. Препринт ОИЯИ I-3682, Дубна, 1968.
10. М.Р. Атаян и др. Препринт ОИЯИ I-3779, Дубна, 1968.
11. Б. Росси. Издательство технико-теоретической литературы, IO7, Москва, 1955.
12. Ш. Валкар и др. Сообщение ОИЯИ I3-6I40, Дубна, 1971.
13. З.М. Иванченко и др. Препринт ОИЯИ PII-3983, Дубна, 1968.
14. А.А. Тяпкин. Препринт ОИЯИ E-2353, Дубна, 1965.
15. А.Г. Володько и др. Сообщение ОИЯИ P1-6488, Дубна, 1972.
16. Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ 40, 464, 1961.
17. Ю.А. Будагов и др. ЯФ I5, II65, 1972.

18. Д.К. Копылова и др. ЖЭТФ 41, 1461, 1961.
19. N. Barash-Schmidt et al. Rev. of Mod. Phys. 43, 1971.
20. E. Flaminio et al. CERN/HERA 70-7, 1970.
21. B. Ronne. Preprint CERN 64-13, 1964.
22. Ю.А. Будагов и др. ЯФ II, 395, 1970.
23. O.I. Dahl et al. Phys. Rev. 163, 1377, 1967.
24. P.J. Weisbach et al. XIV Int. Conf. on High Energy Phys. Vienna, 493, 1968.
25. S. Bartsch et al. N.C. 43, 1010, 1966.
26. G.A. Smith et al. Proc. of the Athens Topical. Conf. 67, 1963.
27. T.P. Wangler et al. Phys. Rev. 137B, 414, 1965.
28. М.И. Соловьев и др. Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1960.
29. A. Bigi et al. N.C. 33, 1249, 1964.
30. J. Bsourtke et al. N.C. 24, 876, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июля 1972 г.