

A-375

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



5662/2-78

25/11-78
PI - 11838

ПОИСК ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ
В НЕЙТРОННОМ ПУЧКЕ
НА СЕРПУХОВСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

Сотрудничество: Берлин - Будапешт - Дубна - Москва -
Прага - Серпухов - София - Тбилиси

1978

P1 - 11838

ПОИСК ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ
В НЕЙТРОННОМ ПУЧКЕ
НА СЕРПУХОВСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

Сотрудничество: Берлин - Будапешт - Дубна - Москва -
Прага - Серпухов - София - Тбилиси

Направлено в ЯФ



Айхнер Г. и др.

P1 - 11838

Поиск очарованных частиц в нейтронном пучке
на серпуховском ускорителе

Методом магнитного искрового спектрометра произведен поиск очарованных частиц, образуемых нейтронами со средней энергией около 45 ГэВ. Получены верхние границы парциальных сечений для образования очарованных мезонов, распадающихся на 2 и 3 заряженных адрона, и бариона $C^+(2,26)$, распадающегося по каналам $C^+ \rightarrow pK^-\pi^+$, $C^+ \rightarrow pK^0$ и $C^+ \rightarrow \Lambda\mu^+ + \dots$

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Eichner G. et al.

P1 - 11838

Search for Charmed Particles in a Neutron Flux
of Serpukhov Accelerator

By a magnetic spark spectrometer method the search for charmed particles produced by neutrons with an average energy of about 45 GeV was performed. The upper limits for partial cross sections of charmed mesons production decaying to 2 and 3 charged hadrons, and a baryon $C^+(2,26)$ which decays over the $C^+ \rightarrow pK^-\pi^+$, $C^+ \rightarrow pK^0$ and $C^+ \rightarrow \Lambda\mu^+ + \dots$ channels have been determined.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

ВВЕДЕНИЕ

С помощью бесфильмового магнитного искрового спектрометра производился поиск очарованных частиц, образуемых в сильных взаимодействиях. Искались распады очарованных барионов и мезонов, рожденных в инклюзивных процессах нейтронами со средним импульсом около 45 ГэВ/с на углеродной мишени.

В работе^{/1/} сообщены результаты осуществленных в этом эксперименте поисков очарованного бариона $C^+(2,26)$ по распаду $C^+ \rightarrow \Lambda\pi^+$, D^\pm - мезонов по распадам $D^\pm \rightarrow K_S^0\pi^\pm$ и узких резонансов в системах Λh^-h^+ , где h^- и h^+ - пионы или каоны.

В данной работе приводятся результаты выполненного на том же экспериментальном материале поиска очарованных частиц по следующим каналам распада:

$$\begin{aligned} D^0(\bar{D}^0) &\rightarrow K^\mp\pi^\pm & /1/ \\ D^\pm &\rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^\pm & /2/ \\ F^\pm &\rightarrow K^\pm K^\mp\pi^\pm & /3/ \\ C^+ &\rightarrow pK^-\pi^+ & /4/ \\ C^+ &\rightarrow p\bar{K}^0, & /5/ \end{aligned}$$

а также результаты поиска $\Lambda\mu^+$ -корреляций от полуплеptonных распадов очарованных частиц.

Описания установки и условий проведения эксперимента даны в работе^{/1/}.

Эксперимент проводился с двумя разными системами запуска /триггерами/: "адронным триггером", описание которого приведено в /1/ и "мюонным триггером", в котором для запуска установки помимо выполнения условий адронного триггера дополнительно требовался сигнал от детектора мюонов. Включение в триггер сигнала от детектора мюонов уменьшало количество запусков установки за цикл работы ускорителя приблизительно в 35 раз. Поскольку при "адронном триггере" записывалось предельное для установки количество событий в цикле, при работе с мюонным триггером оказалось возможным в 7,5 раз увеличить толщину графитовой мишени /с 1,5 до 10,5 г/см²/ и интенсивность пучка нейтронов в канале.

Всего в эксперименте было зарегистрировано около $2,3 \times 10^6$ событий, из них $7,7 \times 10^5$ - с "мюонным триггером" *.

События, записанные с "мюонным триггером", использовались дополнительно как для поиска ассоциативного рождения очарованных частиц, когда наряду с адронными распадами этих частиц по каналам /1/ - /4/ регистрируется мюон соответствующего знака от распада ассоциативно рожденной очарованной частицы, так и для поиска $\Lambda \mu^+$ -корреляций.

ПОИСК АДРОННЫХ РАСПАДОВ

1/ Распады на 2 и 3 заряженных адрона /реакции /1/-/4//

Искались узкие /с шириной, соответствующей аппаратурной/ пики в спектрах эффективных масс двух и трех заряженных частиц, выходящих из мишени.

* События, исследовавшиеся в /1/, были также получены как с "адронным", так и с "мюонным" триггерами. Однако, поскольку для их анализа требование о наличии сигнала в детекторе мюонов не было существенным, описание "мюонного триггера" в работе /1/ не приведено.

Разрешение спектрометра по эффективным массам составляло от 3 до 20 МэВ. Так как в эксперименте не производилось идентификации заряженных адронов, то каждой положительно заряженной частице приписывались последовательно значения масс пиона, каона и протона, а каждой отрицательной - пиона и каона. При этом неизбежно появлялись ложные комбинации, которые увеличивали фон в распределениях по эффективным массам. Однако узкие пики, если они существуют, должны при этом сохраниться и проявиться в реальной комбинации частиц.

Следует подчеркнуть, что такой метод поиска узких пиков возможен, так как аппаратурная ширина разрешения по эффективным массам много меньше ширины обычных резонансов.

Для снижения уровня фона вводились веса таким образом, чтобы каждое событие не давало более одного вклада в один интервал массового распределения.

Для построения распределений по эффективным массам использовались события, зарегистрированные как с "адронным", так и с "мюонным" триггерами.

Для отбора событий применялись следующие критерии:

а/ пары и тройки заряженных частиц должны иметь вершину в пределах мишени, поскольку время жизни очарованных частиц ожидается меньше 10^{-11} с;

б/ суммарный импульс двух- или трехчастичной комбинации должен быть > 20 ГэВ/с, поскольку, как показали расчеты методом Монте-Карло, эффективность регистрации частиц с массой $> 1,8$ ГэВ/с², распадающихся по каналам /1/-/5/, мала при импульсе этих частиц < 20 ГэВ/с;

в/ комбинации двух частиц с эффективной массой, соответствующей массе Λ или K^0 , исключались из распределений;

г/ расстояние наибольшего сближения в пространстве для двух треков должно быть $< 2,2$ мм, а для трех - < 3 мм;

д/ частицы не вызывают срабатывания детектора мюонов.

В соответствии с этими критериями было найдено около 125 000 комбинаций из двух частиц и около 32 000 комбинаций - из трех частиц. Для снижения фона и частичной компенсации отсутствия идентификации заряженных адронов, при обработке событий с двумя и тремя заряженными адронами, были произведены различные кинематические выборки по продольным и поперечным импульсам частиц. Ни в одном из полученных такими способами спектров эффективных масс при массах очарованных частиц не обнаружено выбросов больших ожидаемых статистических флуктуаций фона. Поэтому далее приведены спектры эффективных масс, полученные для всех зарегистрированных событий, удовлетворяющих указанным выше критериям отбора, без дополнительных кинематических ограничений.

На рис. 1 приведены распределения по эффективным массам для комбинаций $K^+ \pi^+ \pi^+$, на рис. 2 - для $K^+ K^- \pi^+$, и на рис. 3 - для $p K^- \pi^+$.

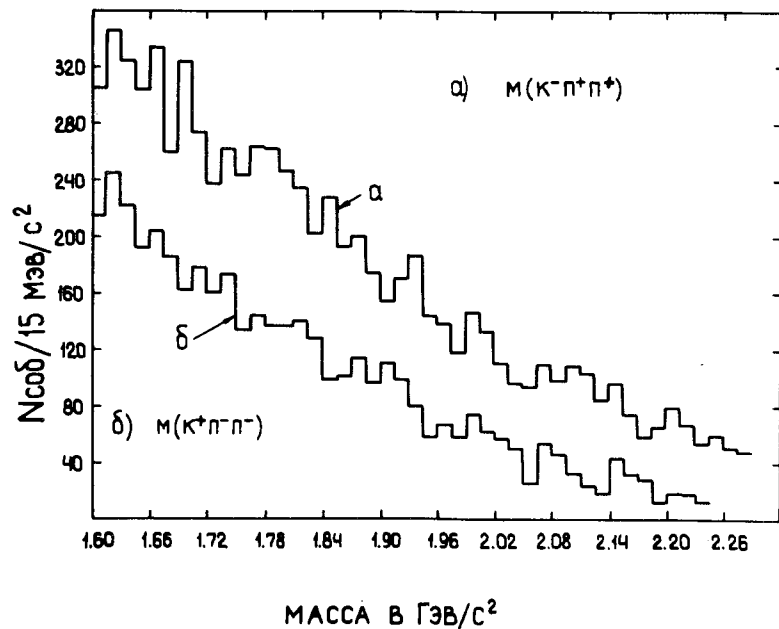


Рис. 1. Распределения по эффективным массам систем $K \pi \pi$ а/ $K^- \pi^+ \pi^+$, б/ $K^+ \pi^- \pi^-$

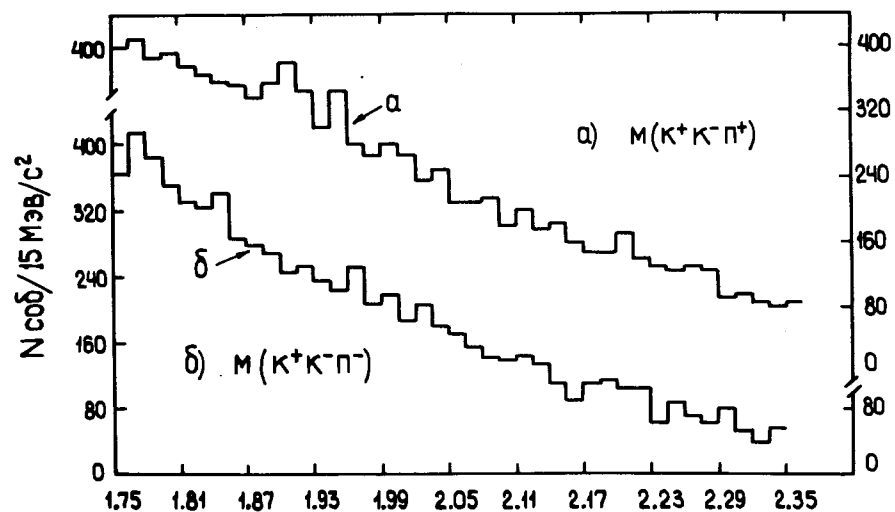


Рис. 2. Распределения по эффективным массам систем $KK \pi$ а/ $K^+ K^- \pi^+$, б/ $K^+ K^- \pi^-$

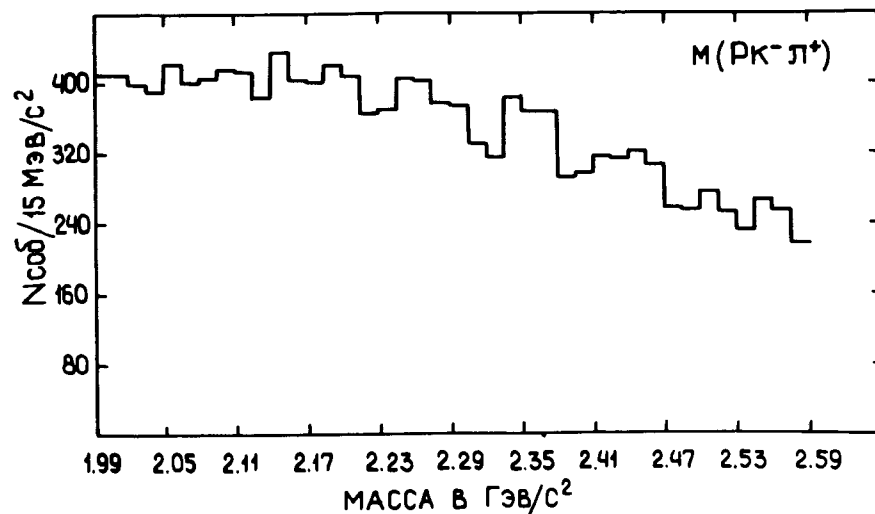


Рис. 3. Распределение по эффективной массе системы $p K^- \pi^+$.

Для определения фона в распределениях, приведенных на рис. 1÷3, а также в аналогичных распределениях для $K^{\pm}\pi$ использовался метод текущего среднего значения для 11 массовых интервалов. Ни в одном из указанных распределений в интервале масс от 1,8 до 2,5 ГэВ/с² не обнаружено отклонений от фоновой кривой, выходящих за 4 стандартных ошибки.

2/ Распад $C^+ \rightarrow \bar{K}^0 p$

Для поиска распада C^+ по этому каналу также использовались события, полученные как с "адронным", так и с "мюонным" триггерами.

Сперва отбирались события, содержащие $K^0(\bar{K}^0)^*$.

Критерии отбора K^0 по распадам $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ были приведены в^{1/}. Далее отбирались комбинации K^0 с положительно заряженным адроном, выходящим из мишени. При этом требовалось, чтобы расстояние наибольшего сближения между траекторией K^0 и положительной частицей было не более 3 мм. В отобранных таким образом событиях положительной частице приписывалась масса протона. Дальнейшая обработка велась аналогично примененной при поиске распадов на заряженные адроны: вводились веса, чтобы одно событие не давало более одного вклада в один интервал массового распределения, строилось распределение по эффективным массам системы, методом текущего среднего значения для 11 интервалов, определялись фон и величина стандартного отклонения относительно этого фона. В области массы C^+ , т.е. около 2,26 ГэВ/с² нет указаний на существование узкого пика.

* Для удобства обозначения далее знак K^0 применен для обозначения как K^0 , так и \bar{K}^0 -мезонов.

3/ Оценка верхних границ сечений

При оценке верхних границ парциальных сечений для инклюзивного рождения очарованных частиц, распадающихся, соответственно, по каналам /1/÷/5/, мы использовали для нормировки наблюдаемый в эксперименте резонанс $\Sigma^-(1385)$ и данные о сечении его рождения и его инклюзивном спектре^{1/}.

Таблица 1

Значения верхних границ парциальных сечений $\sigma_i \times BR_j$ для очарованных частиц, распадающихся по каналам /1/÷/5/, и данные работы^{1/}.

Частица, канал распада	$\sigma \times BR$ (мкб/нуклон), 90% уровень достоверности
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	< 0,38
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	< 0,32
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	< 1,26
$D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$	< 1,06
$F^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$	< 0,59
$F^- \rightarrow K^+ K^- \pi^-$	< 0,48
$C^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	< 1,29
$C^+ \rightarrow p \bar{K}^0$	< 0,23
$C^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$	< 0,20 из работы ^{1/}
$D^{\pm} \rightarrow K^0 \pi^{\pm}$	< 0,25 - " -
Выбросы	
$GY(2090) \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$	1,5
$BA(2790) \rightarrow \Lambda K^+ K^-$	1,0

Верхние границы величин $\sigma_1 \times BR_j$ /произведе-
ние сечения рождения частицы i на вероятность ее
распада по каналу j / для очарованных частиц опре-
делялись из соотношения

$$\sigma_1 \times BR_j = \sigma_{\Sigma^{*-}} \times BR_{\Sigma^{*-}} \times \frac{\epsilon_{\Sigma^{*-}}}{\epsilon_j} \times \frac{n}{n_{\Sigma^{*-}}} \quad /6/$$

где $\sigma_{\Sigma^{*-}} \times BR_{\Sigma^{*-}}$ - парциальное сечение рождения для
 $\Sigma^-(1385) \rightarrow \Lambda \pi^-$, $\epsilon_{\Sigma^{*-}}$ и $n_{\Sigma^{*-}}$ - эффективность
регистрации и число зарегистрированных в эксперимен-
те $\Sigma^-(1385)$, ϵ_j - эффективность регистрации иско-
мого процесса, а n_j - соответствующее заданному
уровню достоверности число "наблюденных" событий,
которые могут быть отнесены к этому процессу.

Для величин $\sigma_{\Sigma^{*-}} \times BR_{\Sigma^{*-}}$, $n_{\Sigma^{*-}}$ и $\epsilon_{\Sigma^{*-}}$ были ис-
пользованы те же значения, что и в работе /1/.

Эффективности регистрации событий определялись
методом Монте-Карло и зависят от выбранной модели
процесса из-за резкой зависимости эффективности от
импульса распадающихся частиц, определяемого неиз-
вестной динамикой их образования.

В табл. 1 приведены значения верхних границ пар-
циальных сечений $\sigma_1 \times BR_j$ для очарованных частиц,
распадающихся по каналам /1/÷/5/. Как было указано
выше, приведенные оценки относятся к образованию
очарованных частиц с импульсом $P > 20$ ГэВ/с.

ПОИСК АДРОННЫХ РАСПАДОВ, СОПРОВОЖДАЕМЫХ МЮНОМ ОТ АССОЦИАТИВНО РОЖДЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

Очарованные частицы в сильных взаимодействиях
рождаются парами, поэтому распад одной из этих час-
тиц по заданному каналу в некоторой доле случаев BR^μ
должен сопровождаться мюоном определенного знака
заряда от распада другой очарованной частицы. На-
личие этого мюона может быть использовано как допол-
нительный критерий при поиске очарованных частиц.

В данном эксперименте с этой целью обработаны
события, полученные с "мюонным триггером", искались

случаи адронных распадов по каналам /1/÷/4/, сопро-
вождаемые мюоном "нужного" знака от распада ас-
социативно рожденной частицы. Фоном являлись комби-
нации адронов, удовлетворяющие указанным выше кри-
териям отбора событий /1/÷/4/, и сопровождаемые
мюонами от распада π^- или K -мезонов, образовавшихся
в промежулке между мишенью установки и детектором
мюонов. Причем трек этого мезона /или трек исходного
мезона и мюона от его распада/ удовлетворял критери-
ям идентификации мюонов.

Расстояние от мишени установки до детектора мюо-
нов составляло около 8 м, поэтому вероятность появ-
ления фоновых событий такого типа значительна. Одна-
ко, как показали оценки, сделанные методом Монте-
Карло, при величине $BR^\mu \approx 10\%$, соответствующей эк-
спериментально измеренной вероятности полулептонных
распадов D -мезонов, выборка событий, требующая на-
личия трека мюона соответствующего знака, может

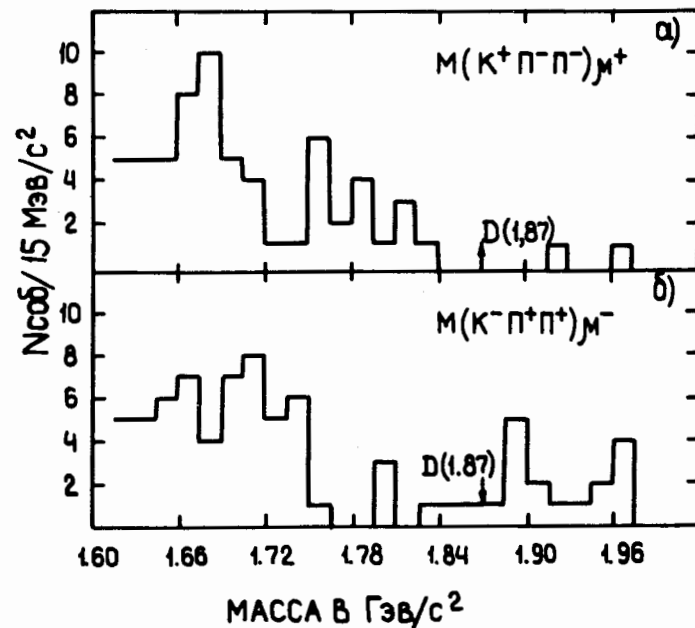


Рис. 4. Распределения по эффективным массам систем
К $\pi\pi$, сопровождаемых мюоном а/ $(K^+ \pi^- \pi^-) \mu^+$
б/ $(K^- \pi^+ \pi^+) \mu^-$.

улучшить отношение сигнал/фон для поиска очарованных частиц.

На рис. 4÷6 представлены распределения по инвариантным массам для различных комбинаций заряженных частиц, сопровождаемых мюонами соответствующего знака. Ни в одном из распределений не получено статистически значимых особенностей, которые могли бы служить указанием на процессы /1/÷/4/.

Верхние границы парциальных сечений образования очарованных частиц определялись из соотношения /6/. При этом учитывалось уменьшение эффективности регистрации $\Sigma^-(1385)$, возникающее в результате условий, накладываемых мюонным триггером.

Эффективность регистрации очарованных частиц, распадающихся на адроны по каналам /1/÷/4/, и сопровождаемых мюоном соответствующего знака, рассчитывалась методом Монте-Карло. Эти расчеты также являются модельно-зависимыми.

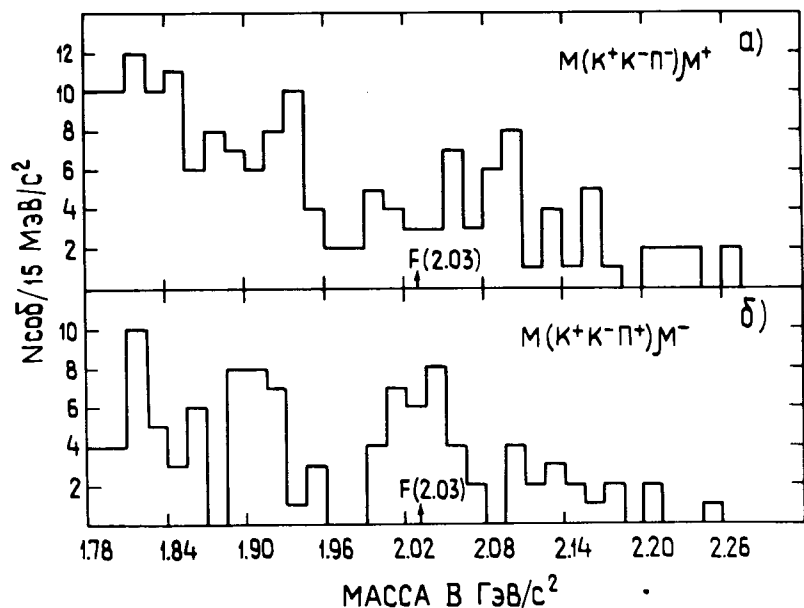


Рис. 5. Распределения по эффективным массам систем $KK\pi$, сопровождаемых мюоном а/ $(K^+K^-\pi^-)\mu^+$, б/ $(K^+K^-\pi^+)\mu^-$.

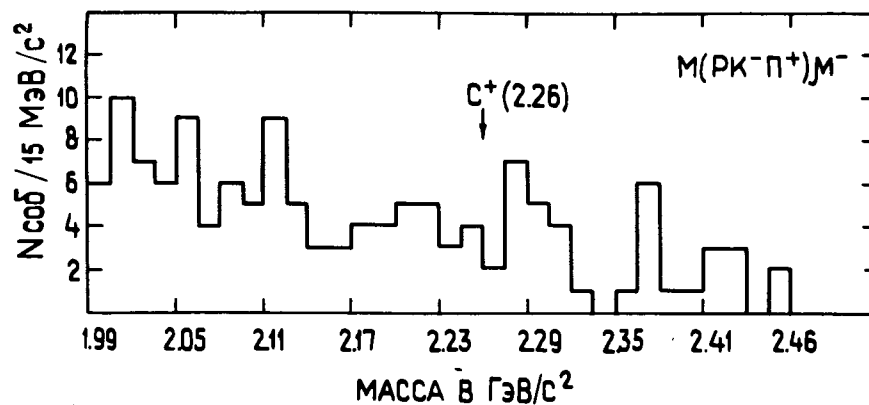


Рис. 6. Распределение по эффективной массе $(pK^-\pi^+)\mu^-$.

Таблица 2

Значения верхних границ парциальных сечений образования очарованных частиц, сопровождаемых мюоном от второй очарованной частицы.

Частица, канал распада, сопровождающий мюон	$\sigma \times BR_1 \times BR_2$ (мкб/нуклон), 90% уровень достоверности
$(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)\mu^-$	< 0,15
$(\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-)\mu^+$	< 0,075
$(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)\mu^-$	< 0,23
$(D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-)\mu^+$	< 0,14
$(F^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+)\mu^-$	< 0,23
$(F^- \rightarrow K^+K^-\pi^-)\mu^+$	< 0,16
$(C^+ \rightarrow pK^-\pi^+)\mu^-$	< 0,16

Полученные верхние границы парциальных сечений образования очарованных частиц, сопровождаемых мюоном от второй очарованной частицы, приведены в *табл. 2**.

ПОИСК Λ_μ -КОРРЕЛЯЦИЙ

События, полученные с мюонным триггером, обрабатывались также с целью поиска очарованных барионов по полуплептонному распаду $C^+ \rightarrow \Lambda \mu^+ \nu + \dots$. Поскольку эффективная масса распадающейся частицы в данном случае не может быть точно определена, метод поиска состоял в отборе событий с Λ -гипероном и μ^+ и проверке существования корреляций Λ и μ в кинематической области, где ожидается наилучшее отношение сигнал/фон для искомого процесса. Основным источником фона являлось образование μ^+ -мезонов от распадов K^+ и π^+ , рожденных одновременно с Λ . События, в которых наблюдались Λ и μ^- , служили для сравнения, так как при распаде очарованного бариона μ^- не должен образовываться**. Для сравнения использовались также $\Lambda\pi^+$ и $\Lambda\pi^-$ -события, для которых на треки π^+ и π^- -мезонов накладывались те же кинематические ограничения, что и для мюонных треков из $\Lambda\mu^+$ и $\Lambda\mu^-$ -событий. Были также построены соответствующие распределения для событий $K^0\mu^+$, $K^0\mu^-$, $K^0\pi^+$ и $K^0\pi^-$, по которым, в частности, была проверена симметрия установки по отношению к регистрации событий с противоположными знаками электрического заряда частиц. Для построения окончательных распределений отбирались $\Lambda\mu^+$ -события с импульсами Λ в интервале $20 \div 35$ ГэВ/с и импульсами μ^+ в интервале $3 \div 8$ ГэВ/с.

* При сравнении данных *табл. 2* и *1* следует иметь в виду, что результаты *табл. 2* получены на 1/3 от общего числа триггеров.

** Так как вследствие сохранения странности Λ рождается с K^+ , а не с K^- , то для фоновых событий также должно быть некоторое различие характеристик $\Lambda\mu^+$ и $\Lambda\mu^-$.

В этих интервалах, по расчетам методом Монте-Карло, должна лежать большая часть Λ и μ^+ от регистрируемых установкой распадов $C^+ \rightarrow \Lambda \mu^+ \nu \dots$

Распределение по перпендикулярному импульсу Λ -гиперонов от распада очарованных барионов C^+ ожидается значительно шире, чем Λ , рождаемых непосредственно. Это обусловлено, во-первых, тем, что вследствие роста среднего перпендикулярного импульса $\langle P_\perp \rangle$ рождаемых частиц с увеличением их массы, $\langle P_\perp \rangle$ для очарованных барионов больше, чем для Λ , рожденных непосредственно, и, во-вторых, тем, что Λ от распада C^+ получает при этом распаде заметный поперечный импульс, складывающийся с поперечным импульсом очарованного бариона. Поэтому с ростом $P_\perp(\Lambda)$ должна увеличиваться доля Λ от распада C^+ относительно фоновых Λ , в основном непосредственно рожденных. Однако с ростом $P_\perp(\Lambda)$, наряду с увеличением доли искомого события, уменьшается эффективность их регистрации установкой.

На *рис. 7* приведено распределение по перпендикулярному импульсу всех Λ , полученных с мюонным триггером и нормированное на ту же площадь распределения Λ из $\Lambda\mu^+$ событий. Импульсы Λ в обоих распределениях заключены в интервале $20 \div 35$ ГэВ/с. Некоторое превышение в доле Λ из $\Lambda\mu^+$ -событий при $P_\perp(\Lambda) > 0,8$ ГэВ/с /5 событий/ по сравнению с аналогичной долей для всех Λ , которую можно считать фоновой /2,5 события/, находится в пределах статистических ошибок и не может рассматриваться как указание на $\Lambda\mu^+$ -корреляцию.

На основе соотношения /6/ $\sigma(C^+) \times BR(C^+ \rightarrow \Lambda \mu^+ \nu) < 3,5 \times 10^{-30} \text{ см}^2$ при $P_\perp(\Lambda) > 0,8$ ГэВ/с. Если распределение по перпендикулярному импульсу рождаемых C^+

имеет вид $\frac{d\sigma_{C^+}}{dP_\perp} = e^{-6\sqrt{m_{C^+}^2 + P_\perp^2}}$, и полуплептонный распад

$C^+ \rightarrow \Lambda \mu^+ \nu$ происходит в основном по трехчастичному каналу ($C^+ \rightarrow \Lambda \mu^+ \nu$), то при $P_\perp > 0,8$ ГэВ/с имеется около 40% всех Λ от распада C^+ . Соответственно этому верхняя граница парциального сечения, полученная на

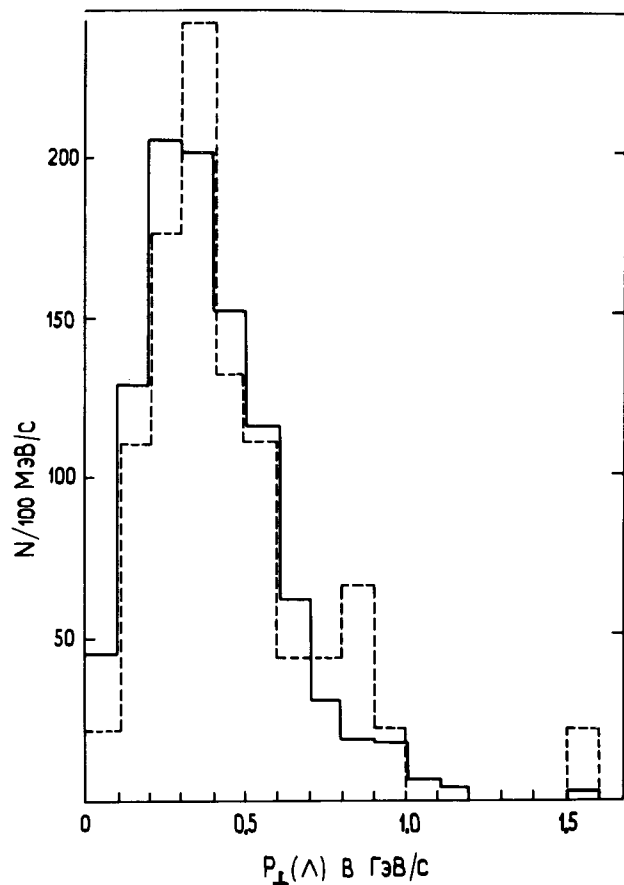


Рис. 7. Распределение Λ по перпендикулярному импульсу. Сплошная линия - распределение всех Λ , полученных с мюонным триггером. Пунктирная линия - нормированное на ту же площадь распределение Λ из Λ_{μ^+} событий.

основе поиска Λ_{μ^+} -корреляций, составляет $\sigma(C^+) \times BR(C^+ \rightarrow \Lambda_{\mu^+} \nu) < 9$ мбн/нуклон.

Систематические ошибки величин верхних границ парциальных сечений, которые приведены в табл. 1 и 2, могут достигать $-40\% \div +80\%$.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам ИФВЭ и ОИЯИ, оказавшим помощь в подготовке и проведении этих экспериментов. Авторы благодарны члену-корреспонденту АН СССР А.М.Балдину, академику АН СССР А.А.Логунову, академику АН ГДР К.Ланиусу и профессору М.И.Соловьеву за поддержку этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, P1-11516, Дубна, 1978; ЯФ, 1978, т.28, с. 663.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 августа 1978 года.