

98580

K-906

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

1-90-572

КУЛЬЧИЦКИЙ
Юрий Александрович

УДК 539.1.074.4
539.171.12/6.539.126

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
АДРОНИЗАЦИИ ЛИДИРУЮЩЕГО \bar{S} -КВАРКА
В ПРОЦЕССАХ ИНКЛЮЗИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ
И $K^{*0}(892)$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

Специальность: 01.04.16 - физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1990

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель: кандидата физико-математических наук,
старший научный сотрудник В.М.КУТЬИН

Официальные оппоненты :

доктор физико-математических наук В.Г.ГРИШИН
кандидат физико-математических наук А.А.ВОЛКОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение :

Московский инженерно-физический институт

Защита диссертации состоится "___" _____ 1990 г.

в _____ часов на заседании Специализированного Совета Д.047.01.03
при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных
исследований, г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 1990 г.

Ученый секретарь специализированного совета

доктор физико-математических наук Ю.А.БАТУСОВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Актуальность. Исследование процессов взаимодействия адронов с ядрами позволяет получить уникальную информацию о пространственно-временной структуре взаимодействия адронов, природе ядерных сил.

Фактически только при использовании ядра, рассматриваемого как совокупность нуклонных мишеней, возможно изучение эффектов времени формирования адрона, поскольку характерное время сильных взаимодействий составляет порядка одного ферми.

Одним из важнейших качественных предсказаний квантовой хромодинамики (КХД) является эффект взаимного экранирования цвета различных составляющих адрона, приводящий к зависимости сечения взаимодействия от среднеквадратичного радиуса адрона. Наиболее ярким следствием этого эффекта является наличие у адронов "сжатых" конфигураций, обладающих малым дипольным моментом, для которых ядерная среда является прозрачной. Пространственно-временная структура процесса экранирования цветовых зарядов, или адронизация партона в ядерной среде, приводит к нетривиальному ядерному экранированию как жестких, так и мягких процессов.

Попытки строгого описания мягких адронных процессов в КХД наталкиваются на нерешенную проблему больших расстояний, поэтому разрабатываются различные феноменологические модели, использующие идеи КХД, которые позволяют понять основные закономерности мягких процессов. Экспериментальная проверка фундаментальных предсказаний КХД для процессов периферического образования адронов в адрон-ядерных взаимодействиях в области фрагментации пучковой частицы - является одной из актуальных и малозученных проблем физики адронов.

Диссертация посвящена исследованию адронизации лидирующего \bar{s} -кварка, содержащегося в K^+ -мезоне, в инклюзивных процессах

$$K^+ + A \rightarrow K_{(892)}^{*0} + X, \quad (1)$$

$$K^+ + A \rightarrow K^0 + X, \quad (2)$$

на ядрах $A=Be, Cu, Pb$ в области фрагментации налетающего каона ($x_f \geq 0,4$, $p_t \leq 0,5$ ГэВ/с) при энергии 11,2 ГэВ.

Эксперимент проведен на ускорителе У-70 Института физики высоких энергий (Г.Серпухов) с использованием аппаратуры установки ИФВЭ-ОИЯИ Гиперон.

Цель работы: 1) получение новых экспериментальных данных о периферических адрон-ядерных взаимодействиях в области фрагментации пучка при энергии ≈ 10 ГэВ;

2) анализ экспериментальных данных и исследование процесса адронизации лидирующего кварка в ядерной среде в рамках современных модельных представлений.

Научная новизна. Впервые измерены дваждыдифференциальные сечения инклюзивного образования $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов в K^+A -взаимодействиях ($A=Be, Cu, Pb$) в области фрагментации пучковой частицы и определены параметры $\alpha(x_f, p_t)$ степенной зависимости сечений исследованных процессов от массового числа A ядра-мишени.

Разработаны методика и система программ "off-line" анализа экспериментальной информации, обеспечившие выполнение эксперимента путем исследования спектров эффективных масс вторичных частиц.

Предложена схема анализа полученных дифференциальных

инвариантных сечений $F(x_f)$, в рамках которой выделены вклады $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов образованных или непосредственно в результате K^+A - взаимодействий (прямые), или являющихся продуктами распада дифракционных систем и резонансов (распадные). Для определения сечений образования прямых мезонов использованы планарные и цилиндрические диаграммы, рассчитанные в модели учитывающей эффекты экранирования цвета и длины формирования при адронизации лидирующего \bar{s} -кварка. Установлено, что наблюдаемый при $x_f \rightarrow 1$ рост отношений сечений образования $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов, может быть объяснен поведением сечений распадных мезонов.

Практическая ценность. Создано программное обеспечение для определенного класса электронных экспериментов. Оно было использовано при осуществлении программы экспериментальных исследований инклюзивного образования псевдоскалярных и векторных мезонов в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях. Основные алгоритмы и методы их реализации, выработанные и испытанные в процессе создания большой программной системы, могут быть использованы при экспериментальных исследованиях в физике высоких энергий.

Развитая в диссертации физическая интерпретация полученных экспериментальных данных позволяет прояснить характер адронизации лидирующего кварка в ядерной среде и будет полезна при планировании программы исследований динамики сильных взаимодействий в других процессах и в более широкой области энергий.

Автор защищает:

1. Результаты методических разработок и применения созданной системы программ "off-line" анализа экспериментальной информации, обеспечившие выполнение эксперимента путем исследования спектров

эффективных масс вторичных частиц.

2. Результаты экспериментального исследования, выполненного с применением разработанной методики и программного обеспечения, а именно:

а) измерение дваждыдифференциальных сечений и изучение А-зависимости реакций $K^+ + A \rightarrow K_{(892)}^{*0} + X$, (A=Be, Cu, Pb) в области фрагментации налетающего каона при энергии 11,2 ГэВ.

б) измерение дваждыдифференциальных сечений и изучение А-зависимости реакций $K^+ + A \rightarrow K^0 + X$, (A=Be, Cu, Pb) в области фрагментации налетающего каона при энергии 11,2 ГэВ.

3. Результаты исследования адронизации лидирующего \bar{s} -кварка в процессах инклюзивного образования $K_{(892)}^{*0}$ и K_{ϕ}^0 -мезонов в K^+A -взаимодействиях.

Апробация и публикации. Диссертация написана на основе научных работ, выполненных с участием автора в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и ИФВЭ (г.Серпухов) с 1978 по 1990 гг. Изложенные в ней материалы докладывались на научных семинарах ЛЯП ОИЯИ, ИФВЭ, ЛФВЭ-ЛТФ ИФ АН БССР (г.Минск), ИЭФ САН (Кошице, ЧСФР), международных совещаниях сотрудничества Гиперон (1983, 1985, 1987, 1989 гг.), заседаниях специализированных комитетов и сессий Ученого совета ОИЯИ, международной школе по физике ОИЯИ-ЦЕРН (Варна, НРБ, 1987 г.), Европейской конференции по физике высоких энергий (Уппсала, Швеция, 1987 г.). Основу диссертации составляют 11 научных работ.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Работа изложена на 99 страницах, включая 35 рисунков и 12 таблиц. Библиографический список содержит 88 ссылок.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.

Во-введении обсуждается актуальность проблемы, кратко охарактеризованы современные представления о процессе адронизации партона в ядерной среде. Показано, что экспериментальные данные по дифференциальным сечениям реакций, идущих с малой передачей импульса на атомном ядре, могут служить источником информации о свойствах взаимодействия и являются чувствительными к предсказаниям КХД о взаимном экранировании цветов кварков, к длине формирования адронов, к взаимодействию несформировавшегося адронного состояния с ядерной средой.

Первая глава содержит краткое описание основных узлов установки Гиперон (рис.1). Пучковый спектрометр предназначен для измерения траектории и импульса пучковой частицы. Точность реконструкции

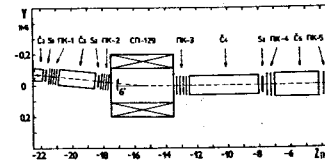


Рис. 1а

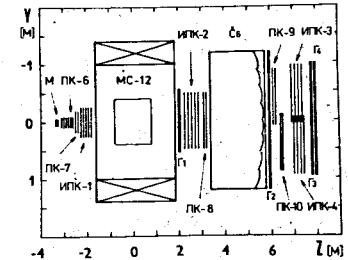


Рис. 1б

рис.1. Установка Гиперон: а) пучковый спектрометр, б) спектрометр вторичных частиц. ПК- блоки пропорциональных камер, ИПК- блоки искровых проволочных камер, S_1 - сцинтилляционные счетчики, \check{C}_1 - черенковские счетчики, Γ_1 - фотоскопы, М- мишень, СП-129 и МС-12 - электромагниты.

импульса составляет $\approx 0,35\%$, точность определения угла падения на

мишень составляет $\sim 0,3$ мрад. Спектрометр вторичных частиц предназначен для измерения траекторий и импульсов вторичных частиц. Точность определения импульса вторичной частицы составляет $\sim 1\%$, а угла ее вылета из мишени ~ 1 мрад. Описан широкоапертурный $[1 \times 2 \text{ м}^2]$ восьмиканальный газовый черенковский счетчик (C_6). Рассмотрены условия проведения эксперимента и экспериментально определено разрешение спектрометра по эффективной массе системы $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов для K^0 -мезона. Описана процедура расчета методом Монте-Карло точностных характеристик спектрометра. Построены функции разрешения по эффективной массе систем $(K^+\pi^-)$ - и $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов (рис. 2).

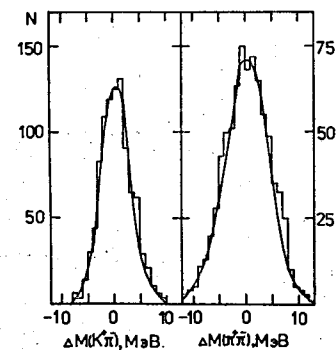


Рис. 2. Функции разрешения по эффективным массам систем а) $(K^+\pi^-)$ -мезонов в области массы $K_{(892)}^{*0}$ и б) $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов для K^0 .

Во второй главе описывается система программ "off-line" анализа полученной экспериментальной информации (рис. 3) *).

Описан метод расчета геометрических констант установки, позво-

*.) Подобная система программ, но с использованием альтернативных алгоритмов, была разработана и применена в ИФВЭ. С целью устранения возможных систематических погрешностей в ОИЯИ и ИФВЭ была проведена параллельная обработка экспериментальной информации.

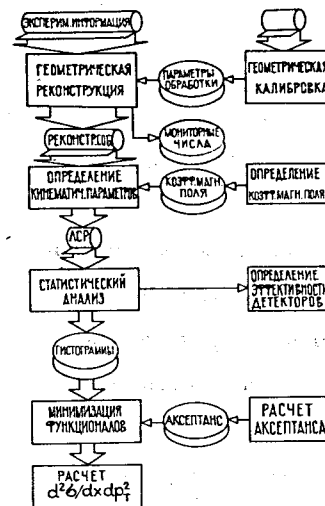


Рис. 3. Общая схема системы программ "off-line" анализа экспериментальной информации.

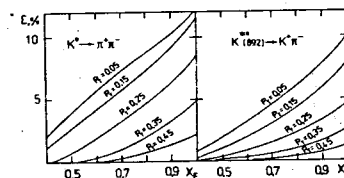


Рис. 4. Геометрическая эффективность установки $\epsilon(x_f, p_t)$ для процессов инклюзивного образования а) K^0 -мезонов и б) $K_{(892)}^{*0}$ -мезонов.

ливший обеспечить необходимую точность привязки трековых детекторов к системе координат спектрометра. Подробно рассмотрен алгоритм распознавания многотрековых событий, адекватный конфигурации установки и исследуемой физической задаче. Скорость обработки экспериментальной информации, в зависимости от условий проведения эксперимента и типа мишени, составила 3+5 соб/сек. Импульсы вторичных частиц рассчитываются методом позволяющим, без ухудшения точности, существенно понизить объем используемой машинной памяти. Описаны алгоритмы реконструкции вершины многотрекового события и критерии, используемые при статистическом анализе информации. Эффективность распознавания многотрекового события системой программ "off-line" анализа данных составила $97 \pm 2\%$.

Геометрическая эффективность установки (рис. 4) рассчитывалась с

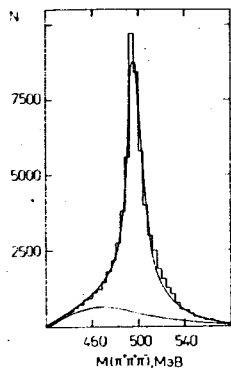


Рис. 5. Спектр эффективных масс системы $(\pi^+\pi^+\pi^-)$ -мезонов.

использованием метода существенной выборки, что позволило значительно сократить время счета. Триггерная эффективность определялась при помощи распадов пучковых каонов по моде $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Было зарегистрировано более 55 тыс. распадов K^+ -мезонов (рис. 5). Эффективность регистрации событий установкой определялась с использованием эффективностей трековых детекторов, рассчитанных при помощи треков пионов от распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, и составила $78 \pm 2\%$.

Проведен анализ спектров эффективных масс систем $(K^+\pi^-)$ - и $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов (рис. 6). Получены несмещенные значения масс $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов, а погрешности в определении эффективной массы согласуются с расчетными значениями.

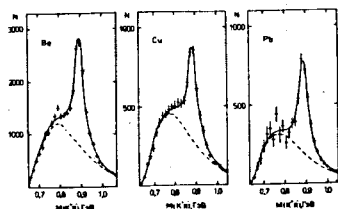


Рис. 6а

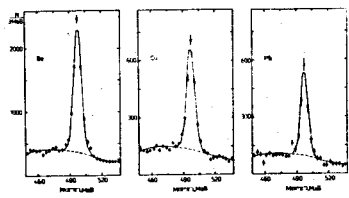


Рис. 6б

Рис. 6. Суммарные спектры эффективных масс систем а) $(K^+\pi^-)$ - и б) $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов. Сплошные кривые - результат аппроксимации спектров, пунктирные кривые - фоновое распределение.

В третьей главе определены дваждыдифференциальные инвариантные сечения $F(x_f, p_t)$ процессов инклюзивного образования $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов в K^+A -взаимодействиях при энергии 11,2 ГэВ (рис. 7).

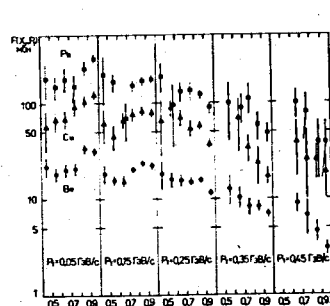


Рис. 7а

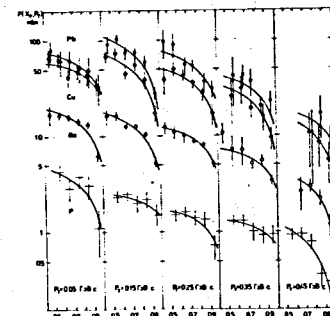


Рис. 7б

Рис. 7. Дваждыдифференциальные инвариантные сечения $F(x_f, p_t)$ процессов инклюзивного образования а) $K_{(892)}^{*0}$ - и б) K^0 -мезонов в K^+A - взаимодействиях. Сплошные кривые на рис. 7б - результат аппроксимации сечений зависимостью $(1-x_f)^n$.

Для реакции (1) при значениях $p_t \leq 0,2$ ГэВ/с в области $x_f \rightarrow 1$ наблюдается рост сечений связанный, по-видимому, с процессом дифракционного образования $K_{(892)}^{*0}\pi^-$ системы. При $p_t > 0,2$ ГэВ/с характер поведения $F(x_f, p_t)$ приобретает вид, описываемый функцией $(1-x_f)^n$ с $n \approx 0,2$. Зависимость сечений от p_t^2 согласуется с функцией $\exp(-Bp_t^2)$. При увеличении x_f наблюдается рост параметра наклона B . Для реакций (2) полученные данные хорошо ($P(\chi^2)=62\%$) описываются зависимостью

$$F(x_f, p_t, A) = F_0 A^{\alpha - \beta \ln A} (1-x_f)^n \exp(-Bp_t^2) \quad (3)$$

с параметрами $\alpha=1,43\pm 0,15$, $\beta=0,084\pm 0,006$, $n=0,42\pm 0,02$, $B=7,4\pm 0,4$ (ГэВ/с) $^{-2}$. В пределах погрешностей величины параметров $n(p_t)$ не зависят от A и p_t , а величины параметров $B(x_f)$ не зависят от A и x_f . На рис. 8 и 9 представлены дифференциальные сечения $F(x_f)$ и $d\sigma/dp_t^2$, а также результаты расчета по лундской модели FRITIOF.

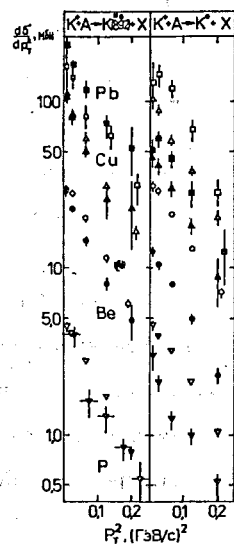
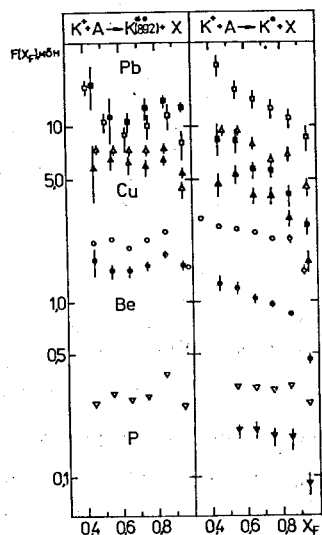


Рис. 8. Сечения $F(x_f)$ при $p_t < 0,3$ ГэВ/с ($\nabla, \bullet, \Delta, \blacksquare$) и предсказания модели FRITIOF ($\nabla, \circ, \Delta, \square$).

Рис. 9. Сечения $d\sigma/dp_t^2$ при $x_f > 0,7$ ($\nabla, \bullet, \Delta, \blacksquare$) и предсказания модели FRITIOF ($\nabla, \circ, \Delta, \square$).

На рис. 10 показаны отношения $R(x_f)$ инвариантных сечений $F(x_f)$ для реакций с образованием $K_{(892)}^{*0}$ и K^0 -мезонов. Наблюдается рост $R(x_f)$ при $x_f \rightarrow 1$, возможное объяснение изложено в главе IV.

Проведена аппроксимация дифференциальных сечений по формуле

$$\frac{d^2\sigma}{dx_f dp_t^2} = C_0 \cdot A^{\alpha(x_f, p_t)} \quad (4)$$

В пределах погрешностей величины $\alpha(x_f, p_t)$ не зависят от x_f и p_t . Определенные при $p_t \leq 0,3$ ГэВ/с величины $\alpha(x_f)$ сопоставлены с имеющимися в мире данными для каон-ядерных взаимодействий (рис. 11).

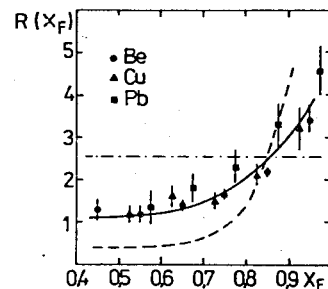


Рис. 10. Отношения $R(x_f)$. Сплошная кривая - модельный расчет, пунктирная кривая - отношения сечений распадных $K_{(892)}^{*0}$ и K^0 -мезонов, штрихпунктирная кривая - отношение сечений прямых $K_{(892)}^{*0}$ и K^0 -мезонов.

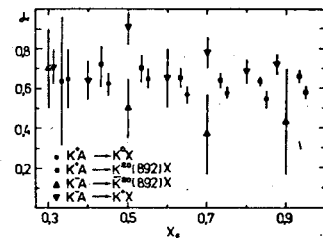


Рис. 11. Значения параметров $\alpha(x_f)$ для процессов K^+A -взаимодействий.

Четвертая глава посвящена интерпретации полученных экспериментальных результатов. Проводится анализ вкладов в инвариантные сечения $F(x_f)$ реакций (1) и (2) $K_{(892)}^{*0}$ и K^0 -мезонов, образованных в результате распада резонансов ($K_{(1430)}^+ \rightarrow K_{(892)}^{*0} \pi$, $K_{(892)}^{*0} \rightarrow K^0 \pi$) или дифракционного рождения $K_{(892)}^{*0} \pi$ -систем (распадные), либо непосредственно в процессе K^+A -взаимодействия (прямые). Рассмотрены основные кварковые диаграммы для описания прямых $K_{(892)}^{*0}$ и K^0 -мезонов: цилиндрические (рис. 12) и планарные (рис. 13). Они рассчитываются в рамках модели, учитывающей при адронизации лидирующего \bar{s} -кварка.

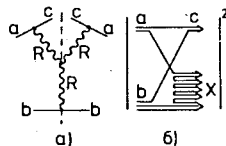
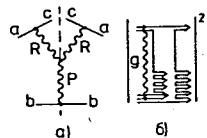


Рис.12. Цилиндрическая диаграмма (б) и соответствующий трехреджеонный график RRP (а).
Рис.13. Планарная диаграмма (б) и соответствующий трехреджеонный график RRR (а).

эффект взаимного экранирования цветов кварков в адроне, перерассеяние несформировавшегося адронного состояния (струны) в ядерной среде и длину формирования вторичного адрона. Сечение образования распадных $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов рассчитано с использованием экспериментальных данных.

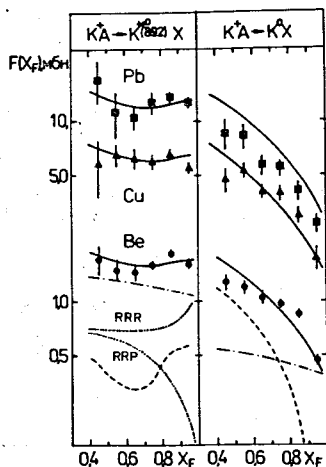


Рис.14. Сечения $F(x_f)$ процессов (1) - (2) и их модельное описание (сплошные кривые). Точечные кривые - сечения RRR- и RRP-диаграмм (приведены для реакции (1)); штрих-пунктирные кривые - суммарные сечения RRR- и RRP-диаграмм, пунктирные кривые - сечения образования распадных $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов (кривые приведены для процессов K^+Be -взаимодействий).

В результате проведенного анализа описаны инвариантные сечения $F(x_f)$ исследованных процессов (рис.14) и установлено, что при энергии ≈ 10 ГэВ вклад в сечение планарных диаграмм превышает вклад цилиндрических диаграмм. Наблюдаемый при $x_f \rightarrow 1$ рост отношений $R(x_f)$ сечений образования $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов (рис.10) объясняется уменьшением сечения образования распадных K^0 -мезонов и увеличением при $x_f > 0,7$ сечения образования распадных $K_{(892)}^{*0}$ -мезонов.

В заключение приведены полученные в диссертации основные результаты:

1. На основе проведенных исследований и разработок, создана и применена система программ "off-line" анализа информации с установки Гиперон, учитывающая особенности спектрометра и кинематику изучаемых процессов, обеспечивающая быструю и эффективную обработку экспериментальных данных, позволившая получить несмещенные оценки кинематических характеристик событий и определить дваждыдифференциальные сечения исследуемых процессов.

2. Измерены дваждыдифференциальные инвариантные сечения $F(x_f, p_t)$ процессов $K^+ + A \rightarrow K_{(892)}^{*0} + X$ ($A=Be, Cu, Pb$) в области фрагментации пучкового каона с импульсом 11,2 ГэВ/с. Сечения $F(x_f, p_t)$ указывают на дифракционное поведение при $p_t \leq 0,2$ ГэВ/с, а при $p_t > 0,2$ ГэВ/с описываются зависимостью $(1-x_f)^n$ с $n \approx 0,2$. Зависимость сечений от p_t^2 согласуется с функцией $\exp(-B p_t^2)$. Наблюдается рост параметра B с увеличением продольного импульса.

3. Измерены дваждыдифференциальные инвариантные сечения $F(x_f, p_t)$ процессов $K^+ + A \rightarrow K^0 + X$ ($A=Be, Cu, Pb$) в области фрагментации пучкового каона с импульсом 11,2 ГэВ/с. Показано, что сечения хорошо

$(P(\chi^2)=62\%)$ описываются зависимостью

$$F(x_f, p_t, A) = F_0 A^{\alpha - \beta \ln A} (1 - x_f)^n \exp(-\beta p_t^2).$$

Величины параметров $n(p_t)$ не зависят от A и поперечного импульса, а величины параметров $B(x_f)$ не зависят от A и продольного импульса.

4. Изучена A -зависимость процессов инклюзивного образования $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов в каон-ядерных взаимодействиях. Величины параметров $\alpha(x_f, p_t)$ не зависят от продольного и поперечного импульсов ($\langle \alpha(x_f, p_t) \rangle_{K^0} = 0,65 \pm 0,02$, $\langle \alpha(x_f, p_t) \rangle_{K^{*0}} = 0,57 \pm 0,01$).

5. Дифференциальные сечения процессов инклюзивного образования $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов в K^+A -взаимодействиях при 11,2 ГэВ сопоставлены с предсказаниями лундской модели FRITIOF. Показано, что модель не описывает полученные экспериментальные данные.

6. Инвариантные сечения $F(x_f)$ процессов инклюзивного образования $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов в K^+A -взаимодействиях описаны с использованием кварк-глюонной модели, учитывающей эффекты экранирования цвета и длины формирования. Полученное описание $F(x_f)$ свидетельствует в пользу рассмотренной картины адронизации лидирующего \bar{s} -кварка. Показано, что при энергии ≈ 10 ГэВ вклад в сечения исследованных процессов планарных диаграмм превышает вклад цилиндрических диаграмм.

7. Наблюдается растущая зависимость отношений дифференциальных сечений образования $K_{(892)}^{*0}$ - и K^0 -мезонов при $x_f \rightarrow 1$. Она может быть объяснена уменьшением сечения K^0 -мезонов, образовавшихся в результате распада резонансов, и увеличением при $x_f > 0,7$ сечения образования $K_{(892)}^{*0}$ -мезонов, являющихся продуктами распада дифракционных систем и резонансов.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Антюхов В.А., ..., Кульчицкий Ю.А. и др. Спектрометр Гиперон. - ПТЭ, 1985, № 5, с.35-42. Препринт ОИЯИ, P13-84-562, 16 с., Дубна, 1984.
2. Бицадзе Г.С., ..., Кульчицкий Ю.А. и др. Восьмиканальный газовый черенковский счётчик. - ПТЭ, 1986, № 3, с. 81-84. Препринт ОИЯИ, 13-85-80, 6 с., Дубна, 1985.
3. Бицадзе Г.С., ..., Кульчицкий Ю.А. и др. Об изучении инклюзивного образования векторных мезонов на установке Гиперон. - Сообщение ОИЯИ, 1-83-895, 7 с., Дубна, 1983.
4. Кульчицкий Ю.А. и др. Моделирование процессов инклюзивного образования нейтральных каонов на установке Гиперон. - Сообщение ОИЯИ, P10-90-392, 7 с., Дубна, 1990.
5. Виноградов В.Б., Кульчицкий Ю.А. и др. Анализ информации с установки Гиперон в эксперименте по исследованию инклюзивного образования K^0 - и $K_{(892)}^{*0}$ -мезонов. - Сообщение ОИЯИ, P10-90-83, 14 с., Дубна, 1990.
6. Виноградов В.Б., Кульчицкий Ю.А. и др. Методика определения геометрических констант установки Гиперон. - Сообщение ОИЯИ, P10-85-77, 12 с., Дубна, 1985.
7. Виноградов В.Б., Кульчицкий Ю.А. и др. Алгоритм распознавания многотрековых событий на установке Гиперон. - Сообщение ОИЯИ, P10-85-704, 14 с., Дубна, 1985.
8. Виноградов В.Б., Кульчицкий Ю.А. и др. Методика определения импульсов заряженных частиц в условиях установки Гиперон. - Сообщение ОИЯИ, P10-83-390, 10 с., Дубна, 1983.

9. Акименко С.А., ..., Кульчицкий Ю.А. и др. Исследование инклюзивного образования K^0 -мезонов в K^*A -взаимодействиях при 11,2 ГэВ. - ЯФ, т. 53, вып.2; Препринт ИФВЭ, 90-10, 16 с., Серпухов, 1990.
10. Акименко С.А., ..., Кульчицкий Ю.А. и др. Исследование инклюзивного образования $K_{(892)}^{*0}$ -мезонов в K^*A -взаимодействиях при 11,2 ГэВ. - ЯФ, т. 52, вып.5; Препринт ИФВЭ, 90-36, 16 с., Серпухов, 1990.
11. Кульчицкий Ю.А. Исследование адронизации лидирующего \bar{s} -кварка в процессах инклюзивного образования K^0 - и $K_{(892)}^{*0}$ -мезонов на ядрах. - Препринт ОИЯИ, P2-90-433, 12 с., Дубна, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1990 года.