

921365

С 346 + С 344.1

X-29



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 4988

М.Н. Хачатурян

РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ

ЧЕРЕНКОВСКИХ СПЕКТРОМЕТРОВ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
В ИССЛЕДОВАНИЯХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ

С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ ОТ 2 ДО 9 ГЭВ,

ПОЛНЫХ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ И $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$
ПРИ 4 И 4,8 ГЭВ/С И ОБНАРУЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ РАСПАДОВ

ρ^0 -МЕЗОНОВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий, Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР, профессор

П.А. Черенков

доктор физико-математических наук, профессор

С.М. Биленький

доктор физико-математических наук, профессор

Е.И. Тамм

Ведущее предприятие:

Институт физики высоких энергий.

Автореферат разослан " " " " 1970 г.

Защита диссертации состоится " " " " 1970 г.
на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке.

Ученый секретарь Совета

С.В. Мухин

1 - 4988

М.Н. Хачатурян

РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ
ЧЕРЕНКОВСКИХ СПЕКТРОМЕТРОВ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
В ИССЛЕДОВАНИЯХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ
С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ ОТ 2 ДО 9 ГЭВ,
ПОЛНЫХ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ $\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ И $\pi^-p \rightarrow \eta n$
ПРИ 4 И 4,8 ГЭВ/С И ОБНАРУЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ РАСПАДОВ
 ρ^0 -МЕЗОНОВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

Понимание структуры, законов рождения и взаимодействия элементарных частиц неразрывно связано с уровнем развития экспериментальных методов. Одним из эффективных методов, ознаменовавших новый этап в развитии методики и нашедших широкое применение в экспериментальной физике высоких энергий, стали детекторы, использующие черенковское излучение в различных средах, и среди них – детекторы γ -квантов и электронов – черенковские γ -спектрометры полного поглощения.

Первые черенковские γ -спектрометры, предназначенные для регистрации миллиардных γ -квантов, были разработаны в ЛВЭ ОИЯИ в 1954-56 гг. ^{/1/ x/}. В течение последующих шестнадцати лет автором диссертации вместе с сотрудниками были созданы γ -спектрометры различных типов, позволившие по мере совершенствования методики решить ряд актуальных задач физики высоких энергий.

Настоящая диссертация посвящена разработке и применению в физических экспериментах на синхрофазотроне ОИЯИ методики черенковских γ -спектрометров.

Материалы, включенные в диссертацию, докладывались на девяти международных конференциях и опубликованы в работах ^{/4-21/}. Диссертация состоит из пяти глав.

^{x/} Аналогичные приборы независимо были разработаны также в ФИАН СССР ^{/2/} и в Беркли (США) ^{/3/}.

Глава 1. Предложение и разработка детектора нейтронов высокой энергии. Измерение сечений взаимодействия нейтронов с протонами, нейтронами и ядрами в интервале энергий от 2 до 9 Гэв

Знание полных сечений взаимодействия элементарных частиц с нуклонами и ядрами имеет фундаментальное значение для понимания их структуры и природы сил взаимодействия между ними. Возникающие здесь вопросы представляют исключительный интерес в связи с проверкой различных теоретических гипотез об асимптотическом поведении сечений в области высоких энергий (типа теоремы Померанчука), дисперсионных соотношений, модели полюсов Редже, идей дуальности и квазипотенциального метода Логунова-Тавхелидзе /22/.

Настоящая работа была предпринята в 1960-62 г.г. с целью восполнить отсутствующие данные по сечениям взаимодействия нейтронов с нуклонами и ядрами в интервале энергий от 2 до 9 Гэв и осветить ряд вопросов, на которые современная теория не может дать сколько-нибудь удовлетворительного ответа. К наиболее важным из них относятся вопросы, связанные с определением абсолютных значений полных сечений взаимодействия нейтронов с протонами и, следовательно, разностей соответствующих сечений взаимодействия нейтронов с протонами и протонов с протонами, характер поведения полных сечений взаимодействия нейтронов с протонами в указанном интервале энергий, абсолютные величины поправок на экранирование нейтрона протоном в ядре дейтрона при высоких энергиях, полные и неупругие сечения взаимодействия нейтронов с ядрами и др.

Для детекции нейтронов с энергией в несколько миллиардов электронвольт был предложен и разработан новый метод регистрации нейтронов черенковским γ -спектрометром из свинцового стекла размером около двух средних ядерных пробегов. Принцип работы детектора основан на преобразовании

энергии нейтрона в π^0 -мезоны. Экспериментально измеренная эффективность детектора для нейтронов с энергией 8,3 Гэв равна 0,6% при энергетическом разрешении $\pm 0,8$ Гэв.

Полные сечения взаимодействия нейтронов с эффективной энергией 2,6; 3,9; 5,5; 6,9 и 8,3 Гэв с протонами измерялись разностным методом по ослаблению пучка нейтронов в мишенях из полиэтилена и углерода в условиях "хорошей геометрии" ($\theta/2 = 0,228^\circ$). Экспериментальные данные по полным сечениям взаимодействия нейтронов с протонами приведены на рис. 1. Для сравнения на том же рисунке приведены данные по полным сечениям взаимодействия протонов с протонами.

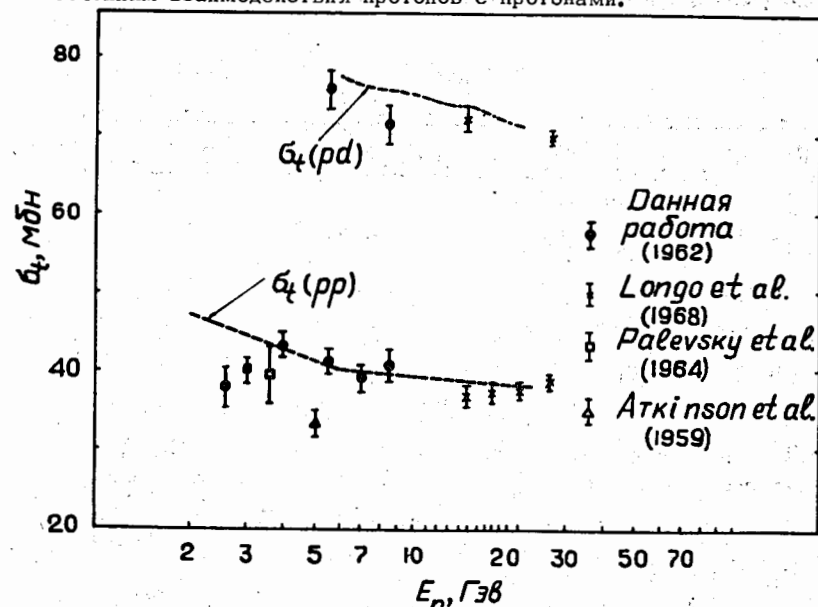


Рис.1. Полные сечения взаимодействия нейтронов с протонами и дейтронами в зависимости от энергии.

Анализ полученных данных показывает, что $\sigma_t(np)$ в диапазоне энергий от 5 до 8,3 Гэв практически постоянно и, начиная с энергии 4 Гэв, в пределах экспериментальных ошибок, совпадает с $\sigma_t(pp)$. Этот результат не противоречит предсказаниям модели Редже /23/. Используя изотопическую инвариантность, можно получить сечение нуклон-нуклонного взаимо-

действия в состоянии с изотопическим спином, равным нулю: $\sigma(T=0) = 2\sigma_i(n'p) - \sigma_i(pp)$. Полученные данные указывают на то, что при энергиях, превышающих 6 Гэв, сечения нуклон-нуклонного взаимодействия в пределах ошибок эксперимента не зависят от величины изотопического спина нуклон-нуклонной системы.

Измерения полных сечений взаимодействия нейтронов с нейтронами производились разностным методом с мишенями из H_2O и D_2O в условиях "хорошей геометрии" ($\theta/2 = 0,228^\circ$). Полученные в эксперименте величины $\sigma_i'(np)$ для нейтронов с энергией 5,5 и 8,3 Гэв приведены в таблице 1.

Таблица 1

Е, Гэв	$\sigma_i'(np)$ мбн.	$\sigma(pp)$ мбн.	$\Delta\sigma$ мбн.
5,5	$34,8 \pm 1,6$	42 ± 1	$7,2 \pm 2$
8,3	$31,5 \pm 1,7$	40 ± 1	$8,5 \pm 2$

Здесь $\sigma_i'(np)$ — сечение взаимодействия нейтронов с нейтронами без учета поправки на экранирование в дейтроне. Величину поправки на экранирование $\Delta\sigma$ можно вычислить из данных настоящей работы для $\sigma_i'(np)$ и известных экспериментальных величин $\sigma_i(pp)$. Как видно из таблицы, с ростом энергии не наблюдается уменьшения эффекта экранировки. Этот вывод противоречит предсказаниям, полученным в работе /24/ на основе теории Редже. Используя измеренные в настоящей работе величины для $\sigma_i'(np)$ и $\sigma_i(np)$ при энергии 5,5 и 8,3 Гэв, можно определить полные сечения взаимодействия нейтронов с дейтронами. Эти результаты, наряду с данными $\sigma_i(pd)$, приведены на рис. 1. Сравнение сечений $\sigma_i(nd)$ и $\sigma_i(pd)$ показывает, что отличие между ними находится в пределах экспериментальных ошибок.

Полные и неупругие сечения взаимодействия нейтронов с ядрами углерода, алюминия, меди, олова и свинца измерены при энергии 8,3 Гэв. Эти результаты приведены на рис. 2. Кривые для полных сечений взаимодействия (сплошная кривая) и для неупругих сечений взаимодействия (штрихованная кривая) вычислены на основе обобщенной дифракционной модели /25/.

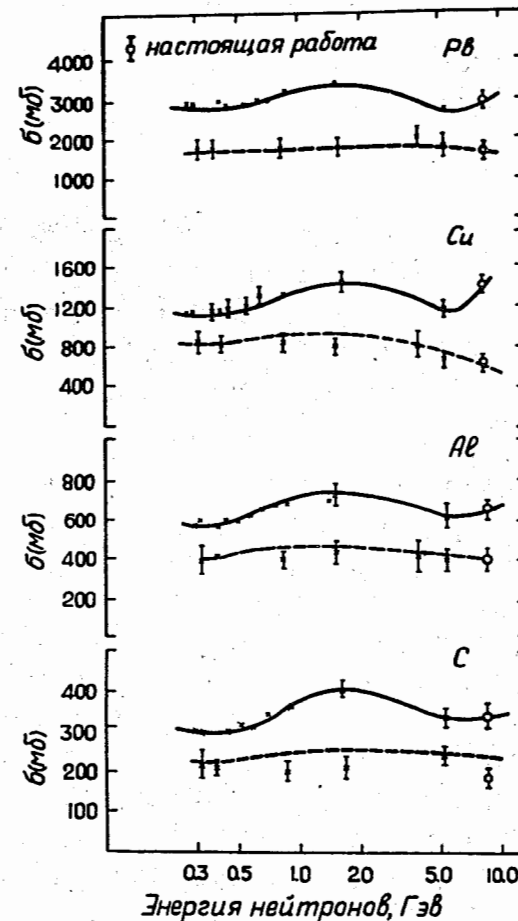


Рис.2. Полные и неупругие сечения взаимодействия нейтронов с ядрами углерода, алюминия, меди и свинца. Кривые на графике вычислены на основе обобщенной дифракционной модели.

Анализом экспериментальных данных на основе модели однородного ядра были определены радиусы ядер R , параметры оптической модели K и k_1 , и средняя величина ядерного потенциала $\bar{V} = 26/$

$$R = (1,26 \pm 0,02) A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

$$K = (0,48 \pm 0,03) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$$

$$k_1 = (0,12 \pm 0,04) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$$

$$\bar{V} = (24 \pm 8) \text{ Мэв.}$$

Глава II. Предложение и разработка одноканальной системы искровых камер и черенковского γ -спектрометра. Измерение полных и дифференциальных сечений реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$ при импульсе 4 и 4,8 Гэв/с

Интерес к изучению реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$ (1) связан с возможностью экспериментальной проверки основных принципов теории поля и моделей, рассматривающих взаимодействия при высоких энергиях как обмен виртуальными частицами. Реакция перезарядки очень удобна для проверки теории полюсов Редже. В этой реакции может происходить обмен только одним редже-полюсом с квантовыми числами ρ -мезона, что упрощает анализ экспериментальных данных и их теоретическую интерпретацию.

Кинематические особенности процесса перезарядки при высоких энергиях позволили впервые измерить сечение реакции (1) в области энергий выше 2 Гэв по максимуму в спектре γ -квантов при поглощении практически моноэнергетических π^0 -мезонов в черенковском γ -спектрометре.

В эксперименте был использован γ -спектрометр, имеющий рекордное энергетическое разрешение ($\Delta E/E = \pm 4,5\%$ для электронов с энергией 2+4 Гэв). В измерениях дифференциаль-

ного сечения реакции (1) при импульсе 4,8 Гэв/с были впервые применены совместно работающие черенковский γ -спектрометр и искровые камеры. Аппаратура позволяла одновременно измерять как угол разлета γ -квантов, так и энергию π^0 -мезонов, что существенно увеличило экспериментальную точность.

Дифференциальное сечение реакции (1) представлено на рис. 3. Экспериментальные данные для $(d\sigma/dt)_{t=0}$ приведены на рис. 4. Сплошная кривая получена из дисперсионных соотношений. Результаты для полных сечений реакции (1) приведены на рис. 5.

Из рис. 3 видно, что $d\sigma/dt$ в интервале $-t < 0,1$ имеет плоскую вершину с тенденцией к понижению при меньших значениях переданного импульса. Величина $(d\sigma/dt)_{t=0} = (0,49 \pm 0,10) \text{ мбн}/(\text{Гэв}/\text{с})^2$ при 4,8 Гэв/с согласуется с результатами расчета на основе дисперсионных соотношений. Величины сечений при 4,1 и 4,8 Гэв/с согласуются с зависимостью вида $\sigma_{\text{сех}} \sim \frac{1}{P_{\pi^-}}$.

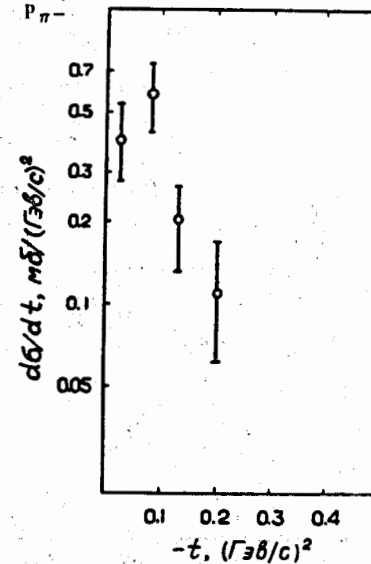


Рис.3. Дифференциальное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$ при $P_{\pi^-} = 4,8 \text{ Гэв}/\text{с}$.

Глава III . Новый метод измерения эффективной массы. Предложение и разработка двухканальной системы совместно работающих искровых камер и черенковских γ -спектрометров

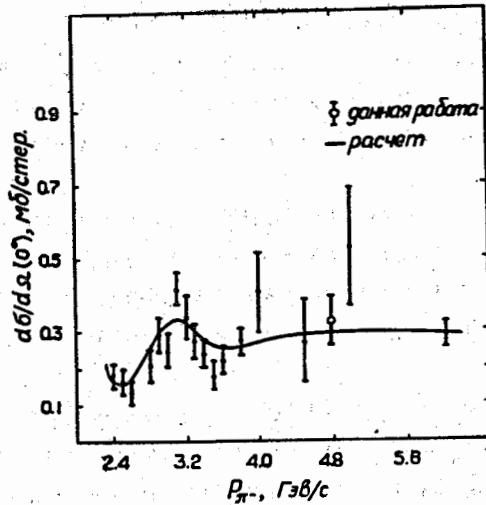


Рис.4. $(d\sigma/d\Omega)_{\theta=0}$ в зависимости от импульса π^- -мезонов. Кривая на графике рассчитана на основе дисперсионных соотношений.

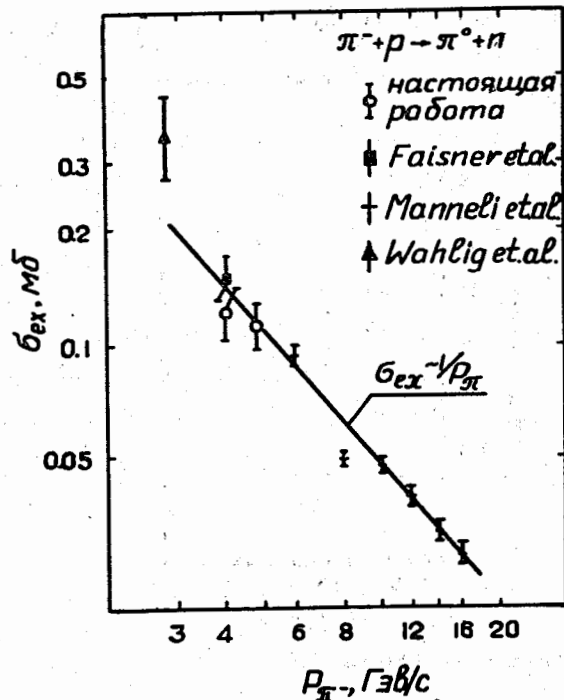


Рис.5. Полное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ в зависимости от импульса π^- -мезонов.

Третья глава посвящена разработке новой методики — двухканальной системы совместно работающих черенковских γ -спектрометров и искровых камер ^{16/}. Разработанная методика дает возможность прямым образом измерять эффективную массу для широкого класса распадов ($\chi \rightarrow \gamma\gamma, e^+e^-, \pi^0\gamma, \pi^0\pi^0 \dots$) ^{18/}. Аппаратурой измеряются углы вылета электронов (или γ -квантов) и их энергии. Указанные три параметра позволяют восстановить эффективную массу ($m^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta)$). Черенковский масс-спектрометр калибровался на пучке электронов и по распадам $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ($\Delta M/M = \pm 9\%$) при $p_{\pi^-} = 4$ Гэв/с.

Высокая эффективность спектрометра (10% для двухчастичных распадов), широкий диапазон эффективных масс, регистрируемых одновременно, высокий уровень подавления фона и возможность регистрации в одном эксперименте распадов нескольких типов ($e^+e^-, \gamma\gamma$ и т.д.) позволили исследовать ряд процессов, результаты которых изложены в IV и V главах.

Глава IV . Исследование реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ e^-$ при 4 Гэв/с. Обнаружение распадов ρ^0 -мезонов на электрон-позитронную пару. Измерение парциальной ширины $\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+e^-)$

Исследование свойств векторных мезонов является одной из центральных задач физики высоких энергий.

В разрабатываемых теоретических схемах векторным мезонам в сильных взаимодействиях отводится роль, аналогичная роли электромагнитного поля в электродинамике. В этих схемах

вся совокупность сильных взаимодействий трактуется как различные проявления трех фундаментальных взаимодействий векторных мезонов соответственно с барионным, гиперзарядным и изоспиновым токами. Среди этих моделей особое значение приобрела модель векторной доминантности, согласно которой взаимодействие электромагнитного поля с любой системой адронов происходит через превращение фотона в векторный мезон. В модели векторной доминантности константа связи γ_V между γ -квантом и векторным мезоном имеет важное значение для понимания целого ряда явлений - электромагнитных формфакторов псевдоскалярных мезонов и нуклонов, электромагнитных распадов мезонов и т.д.

Единственным прямым способом определения γ_V является измерение относительной вероятности распадов $V^0 \rightarrow e^+e^-$.

В эксперименте ставилась задача:

1. Установить существование электрон-позитронных распадов нейтральных ρ -мезонов.
2. Измерить парциальную ширину этих распадов $\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+e^-)$.
3. Определить величину константы связи между ρ -мезоном и γ -квантом γ_ρ .

Эксперимент проводился в два этапа. В первой серии векторные мезоны генерировались π^- -мезонами с импульсом 4 Гэв/с в жидководородной мишени длиной 50 см. Распределение по эффективной массе для событий с двумя заряженными треками после отбора по геометрическим и кинематическим критериям приведено на рис. 6. Штрихованная гистограмма получена моделированием распадов $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ на ЭВМ. Величина $P(\chi^2)$, указанная на графике, показывает согласие экспериментальной гистограммы с моделью.

Распределение по эффективной массе для e^+e^- пар было получено также отбором событий только по геометрическим критериям и энергии с вычитанием фоновых событий (см. рис. 7). Разница в количестве e^+e^- -пар, найденных двумя способами, составляет 8% и находится в пределах ошибок экспери-

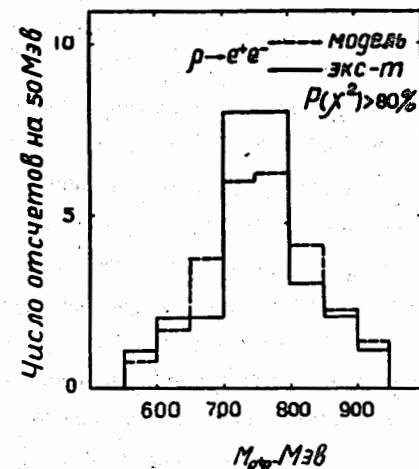


Рис.6. Распределение по эффективной массе для e^+e^- -пар после отбора по геометрическим и кинематическим критериям (27 событий). Величина $P(\chi^2)$ показывает согласие экспериментальной гистограммы с моделью.

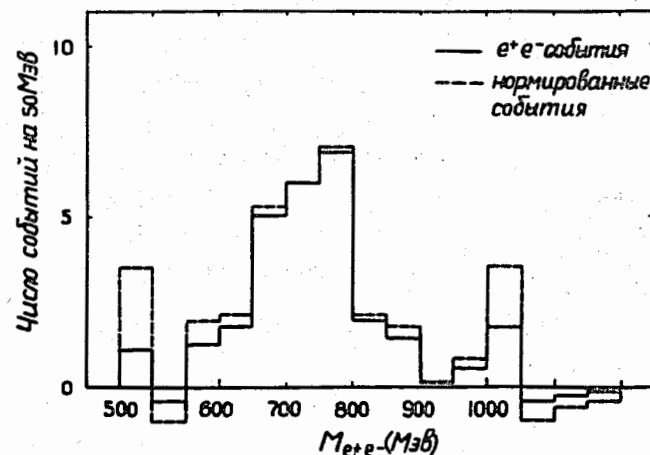


Рис.7. Распределение по эффективной массе e^+e^- -пар после отбора по геометрическим критериям, энергии и вычитания фоновых событий (около 25 событий). Длина водородной мишени 50 см.

ментальных данных. Указанные события идентифицируются как распады $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$. Примесь $\omega \rightarrow e^+e^-$ по оценкам не превышает 10% и учтена при вычислении $\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-)$.

Эксперименты второй серии проводились с мишенью длиной 25 см. Для уменьшения фона была изготовлена мишень в форме усеченного конуса и увеличена эффективность регистрации

$V \rightarrow e^+e^-$ распадов за счет изменения геометрии эксперимента. Результаты второй серии экспериментов иллюстрируются рис.8.

Как видно из рисунка, с новой мишенью в основном наблюдаются распады $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ (всего по первой и второй сериям измерений 37 событий). Величина относительной вероятности распадов $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$, после суммирования данных первой и второй серии экспериментов, приведена в таблице 2. Для сравнения

в той же таблице приведены более поздние данные, полученные в других лабораториях. Как видно из таблицы 2, величины относительной вероятности распадов $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$, полученные разными методами, согласуются в пределах одной стандартной ошибки и подтверждают результат настоящей работы. Результаты

теоретических расчетов приведены в четвертом столбце таблицы 2. Отличие теоретических оценок значительно больше и находится в пределах двух порядков. Лучше всего с экспериментальными данными согласуются оценки, сделанные в работе /28/.

Наблюдение распадов $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ является прямым подтверждением модели векторной доминантности. Дифференциальное сечение ρ^0 -мезонов в зависимости от $-t$, впервые измеренное по распадам $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$, представлено на рис. 9. Для параметра, характеризующего наклон дифференциального сечения, получено значение $\Lambda = (8,6 \pm 3,3) (\text{Гэв}/c)^{-2}$.

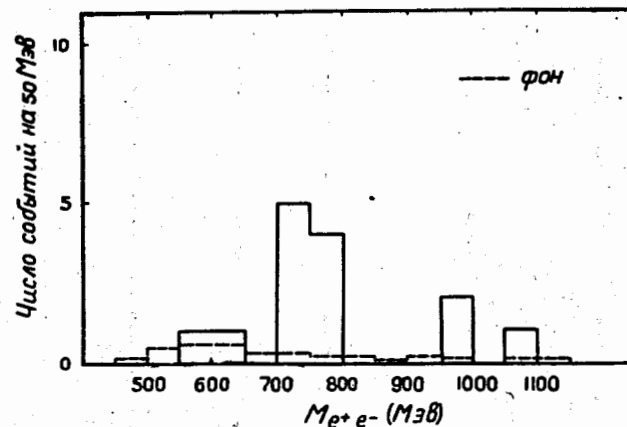


Рис.8. Распределение по эффективной массе e^+e^- -пар после отбора по геометрическим критериям и энергии (около 10 событий). Длина водородной мишени 25 см.

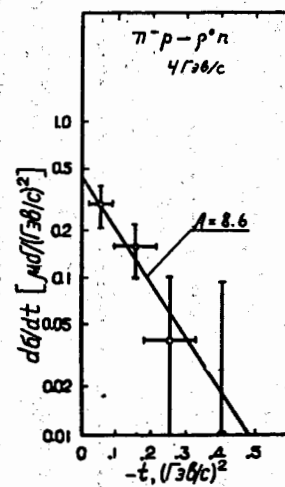


Рис.9. Дифференциальное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$, $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ при $P_{\pi^-} = 4 \text{ Гэв}/c$.

Эксперимент		Теория ($BR \times 10^5$)	
Лаборатория	Реакция	BR $\times 10^5$	Имена
Дубна (настойная работа) январь 1967	$\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$	5.1 ± 1.0	Лашен Шарп Гелл-Манн Шарп Вагнер Намбу Сакураи
Новосибирск август 1967	$e^+ e^- \rightarrow \rho^0$ $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	5.0 ± 1.0	
ОРСЭ август 1968	$e^+ e^- \rightarrow \rho^0$ $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	6.54 ± 0.72	
ДЕЗИ-МИТ август 1967	$\gamma C \rightarrow C \rho^0$ $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$	6.4 ± 1.5	
Среднее		5.4 ± 0.5	4 20 7 0.28

Глава V. Измерение дифференциального сечения

реакции $\pi^- p \rightarrow \eta^0 p$ в интервале
 $0 - 0,24$ (Гэв/с)² при $p_{\pi^-} = 4$ Гэв/с

Исследование дифференциального сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \eta^0 p$ (1) в области очень малых переданных импульсов позволяет проверить теорию полюсов Редже. В реакции (1) доминирует одна редже-траектория. Указанная особенность сильно упрощает анализ экспериментальных данных. Из правил отбора для реакции (1) следует, что квантовые числа траектории соответствуют квантовым числам A_2 -мезона.

В настоящем эксперименте изучена структура дифференциального сечения реакции (1) в области $0 \leq -t \leq 0,24$ (Гэв/с)², представляющая наибольший интерес для теории. Применением геометрических и кинематических критериев было идентифицировано 1060 $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ распадов.

Дифференциальное сечение реакции (1) представлено на рис. 10. Возможность измерения не только углов вылета, но и энергий γ -квантов позволила в три раза увеличить точность определения переданного 4-импульса по сравнению с ранее опубликованными работами [29]. Анализ результатов настоящей работы показывает, что плато в интервале $0 \leq -t \leq 0,25$ (Гэв/с)² отсутствует. Дифференциальное сечение в указанном интервале имеет наклон $A = (4,3 \pm 0,8)$ (Гэв/с)⁻². Вероятность $A = 0$, по оценкам, менее $P(\chi^2) < 10^{-3}$. При $-t = 0,01$ (Гэв/с)² в дифференциальном сечении наблюдается излом.

Экспериментальное исследование реакции (1) в интервале $-t$ от 0 до 0,3 (Гэв/с)², как уже отмечалось, представляет большой интерес для проверки полюсной модели Редже, так как позволяет более точно определить траекторию $\alpha(t)$. Однако для решения этой задачи необходимы сведения об энергетической зависимости дифференциального сечения, которые в настоящее время отсутствуют.

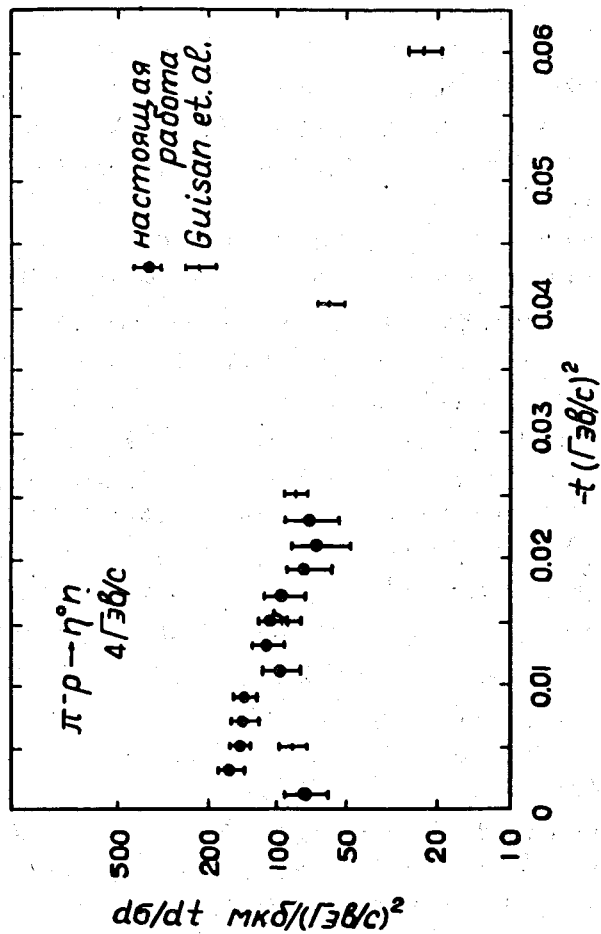


Рис.10. Дифференциальное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n, \eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ при $P_{\pi^-} = 4 \text{ ГэВ/с}$.

Основные результаты и выводы

1. Разработана методика черенковских γ -спектрометров полного поглощения.

2. Предложен и разработан детектор нейтронов высоких энергий.

3. Измерено полное сечение πp в интервале от 2 до 9 ГэВ. Найдено, что в интервале от 4 до 8,3 ГэВ, в пределах экспериментальных ошибок $\sigma_t(\pi p) = \sigma_t(p p)$. При энергиях выше 5,5 ГэВ взаимодействие между нуклонами не зависит от изотопического спина.

4. Измерены сечения $\sigma_t(nd)$. Различие сечений $\sigma_t(nd)$ и $\sigma_t(pd)$ при 5,5 и 8,3 ГэВ находится в пределах экспериментальных ошибок.

5. Измерены величины поправок на экранирование в дейтроне при 5,5 и 8,3 ГэВ. Величины поправок в указанном интервале постоянны. Этот вывод не согласуется с предсказаниями теории Редже.

6. Измерены полные и неупругие сечения взаимодействия нейтронов с $E_n = 8,3 \text{ ГэВ}$ с ядрами углерода, алюминия, меди, олова и свинца.

7. Предложен и разработан метод измерения сечений реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ с помощью черенковского γ -спектрометра и искровых камер.

8. Измерено дифференциальное сечение $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при 4,8 ГэВ/с. Результат для $(d\sigma/dt)_{t=0} = (0,49 \pm 0,10) \text{ мбн} (\text{ГэВ/с})^2$ при 4,8 ГэВ/с согласуется с расчетной величиной, полученной из дисперсионных соотношений.

9. Измерены полные сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при 4,1 и 4,8 ГэВ/с (соответственно $\sigma = (0,12 \pm 0,02) \text{ мбн}$ и $\sigma = (0,11 \pm 0,02) \text{ мбн}$).

10. Предложен и разработан метод измерения эффективной массы с помощью двухканальной системы совместно работающих искровых камер и черенковских γ -спектрометров для распадов: e^+e^- , $\gamma\gamma$, $\pi^0\gamma$, $\pi^0\pi^0$ и т.д. (черенковский масс-спектрометр).

11. Доказано существование распадов $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$.

12. Измерена относительная вероятность $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ распадов ($B = (5,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$). Определена константа связи между γ -квантом и ρ -мезоном.

13. Измерено дифференциальное сечение реакции $\pi^-p \rightarrow \rho^0n, \rho^0 \rightarrow e^+e^-$ при 4 Гэв/с. Определен параметр наклона $A = (8,6 \pm 3,3)(\text{Гэв/с})^{-2}$ и $(d\sigma/dt)_{t=0} = (460 \pm 150) \text{ мбн}/(\text{Гэв/с})^2$.

14. Измерена масса ρ^0 -мезона: $M_{\rho^0} = (742 \pm 12) \text{ Мэв}$.

15. Измерено дифференциальное сечение реакции $\pi^-p \rightarrow \eta^0n$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ при 4 Гэв/с в интервале $0-0,24 (\text{Гэв/с})^2$.

16. Определен параметр наклона $A = (4,3 \pm 0,8)(\text{Гэв/с})^{-2}$ и $(d\sigma/dt)_{t=0} = (190 \pm 18) \text{ мбн}/(\text{Гэв/с})^2$. Результат для параметра наклона не согласуется с ранее полученными данными.

17. Измерено полное сечение $\sigma_t(\pi^-p \rightarrow \eta n) = (69,4 \pm 3,4) \text{ мбн}$ при 4 Гэв/с.

18. Измерено сечение реакции $\sigma(\pi^-p \rightarrow \rho^0n) = (0,39 \pm 0,05) \text{ мбн}$ при 4 Гэв/с.

Л и т е р а т у р а

1. В.С.Пантуев, М.Н.Хачатурян, И.В.Чувילו. Препринт ОИЯИ Р-291, Дубна (1959). ПТЭ 1, 19 (1960).
2. В.Ф.Грушин, В.А.Запелов, Е.М.Лейкин. ПТЭ 2, 27 (1960).
3. J. Vrabant, UCRL-3619 (1956).
4. Л.Ождяни, В.С.Пантуев, М.Н.Хачатурян, И.В.Чувילו. ЖЭТФ 42, 392 (1962).
5. В.С.Пантуев, М.Н.Хачатурян, ЖЭТФ 42, 909 (1962).
6. М.Н.Хачатурян, В.С.Пантуев. ЖЭТФ 44, 1411 (1963).

7. M.N. Khachaturjan, V.S. Pantujev. Nucl.Instr. and Methods 25, 173 (1963).
8. M.N. Khachaturjan, V.S. Pantujev. Phys.Lett., 7, 80 (1963).
9. В.С.Пантуев, М.Н.Хачатурян, И.В.Чувילו. Ядерная физика 1, вып. 1, 134 (1965).
10. М.А.Азимов, М.Н.Хачатурян и др. ЯФ 1, вып. 1, 145 (1965).
11. В.С.Пантуев, М.Н.Хачатурян. ПТЭ, 3, 51 (1965).
12. М.А.Азимов, М.Н.Хачатурян и др. ПТЭ 4, 223 (1965).
13. М.А.Азимов, М.Н.Хачатурян и др. Препринт ОИЯИ Р-2436, Дубна (1965).
14. М.А.Азимов, М.Н.Хачатурян и др. Письма ЖЭТФ, 3, вып.8 336 (1966).
15. M.A. Azimov, M.N. Khachaturjan et al. Nucl.Instr. and Meth., 39, 325 (1966).
16. М.Н.Хачатурян и др. Авторское свидетельство №182249.
17. М.А.Азимов, М.Н.Хачатурян и др. ЯФ 6, вып. 3, 515 (1967).
18. M.A. Azimov, M.N. Khachaturjan et al. Nucl.Instr. and Meth., 51, 309 (1967).
19. А.Т.Матюшин, М.Н.Хачатурян и др. ПТЭ 2, 51 (1968).
20. R.G. Astvacaturov, M.N. Khachaturjan et al. Phys.Lett. 27B, 45 (1968).
21. J. Hladky, M.N. Khachaturjan et al. Preprint JINR, E1-4841(1969).
22. А.А.Логунов, А.Н.Тавхелидзе. Nuovo Cim., 29, 380 (1963).
23. A. Ahmadzadeh. Phys.Rev., 134, 3633 (1964).
24. E. Abers et al. Phys.Lett., 21, 339 (1966).
25. A. Glassgold and K. Greider. Phys.Rev.Lett., 2, 169 (1959).
26. S. Fernbach et al. Phys.Rev., 75, 1352 (1949).
27. M. Gell-Mann, F. Zachariazen. Phys.Rev., 124, 953(1961).
28. Y. Nambu and I. Sakurai. Phys.Rev.Lett., 8, 79 (1962).
29. O. Guisan et al. Phys.Lett., 18, 200 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел

16 марта 1970 года.