

C-506

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 9851

СМИРНОВ  
Георгий Иванович

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ПИОНА  
И НУКЛОНА В ОБЛАСТИ ВРЕМЕНИПОДОБНЫХ  
ПЕРЕДАВАЕМЫХ 4-ИМПУЛЬСОВ  $k^2$  ОТ 1,5 ДО 3,0  $\text{Ф}^{-2}$

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ

Научный руководитель:

старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Л. Л. НЕМЕНОВ.

Официальные оппоненты:

профессор, доктор физико-математических наук

Ю. М. КАЗАРИНОВ,

доцент, кандидат физико-математических наук

Ф. Г. ТЖЕБУЧАВА.

Ведущее предприятие:

Ленинградский институт ядерной физики имени  
Б. П. Константинова.

Защита диссертации состоится " " 1976 г. в часов  
на заседании специализированного совета Д-56/3 при Лаборатории  
ядерных проблем ОИЯИ (г. Дубна, Московской обл.)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " 1976 г.

Ученый секретарь специализированного совета  
кандидат физ.-мат. наук

Ю. А. БАТУСОВ

Электромагнитные формфакторы являются одной из важнейших характеристик электромагнитной структуры элементарных частиц. Знание формфакторов позволяет выполнить точное описание простейших вершин диаграмм Фейнмана, которые отвечают за взаимодействия элементарных частиц с произвольным электромагнитным полем.

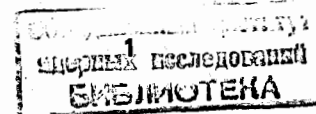
Экспериментальные исследования формфакторов нуклона в области пространственноподобных передаваемых 4-импульсов ( $k^2 < 0$ ) проводились с помощью измерения сечений процессов упругого рассеяния электронов на протонах, а также упругого и квазиупругого рассеяния электронов на дейтронах. В области времениподобных переданных 4-импульсов ( $k^2 > 0$ ) начаты измерения формфакторов нуклона на ускорителях со встречными пучками с помощью процессов аннигиляции типа (I)

$$e^- + e^+ \rightarrow \bar{N} + N \quad (I)$$

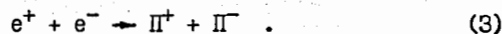
Кинематика процессов (I) налагает принципиальный запрет на измерение нуклонных формфакторов в области значений  $0 < k^2 < 3,5(\text{ГэВ}/c)^2$ . В то же самое время именно эта область представляет значительный интерес для исследования, так как в ней расположены резонансы  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\varphi$ , дающие вклад в нуклонный формфактор.

Электрический формфактор пиона  $F_\pi(k^2)$  при  $k^2 < 0$  изучается с помощью упругого рассеяния пионов на электронах, а также при исследовании процесса прямого электроорождения пионов:

$$e^- + p \rightarrow e^- + \pi + \pi^+ \quad (2)$$

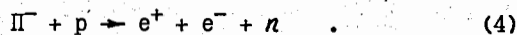


Для получения информации о  $F_{\pi}(k^2)$  во времениподобной области передаваемых 4-импульсов измеряют сечение реакции



Реакция (3), подобно процессам типа (I), характеризуется порогом  $k^2_{\text{порог}} = 2 \Phi^{-2}$ .

С помощью перечисленных выше методов к настоящему времени получена подробная информация о формфакторах нуклона в пространственноподобной области передаваемых 4-импульсов и о формфакторе пиона  $F_{\pi}(k^2)$  в широкой области времениподобных и пространственноподобных  $k^2/1$ . Неисследованной остается практически вся область времениподобных  $k^2$  для нуклонных формфакторов; отсутствуют измерения пионного формфактора для  $0 < k^2 < 5,9 \Phi^{-2}$ . Методом, с помощью которого можно частично устранить существующие пробелы в данных по формфакторам нуклона и пиона во времениподобной области переданных 4-импульсов, является исследование процесса обратного электророждения пионов (ОЭП)<sup>/2-5/</sup>:



Целью настоящей работы является измерение дифференциальных сечений процесса ОЭП при энергии пионов 276 МэВ, изучение возможности применения изобарной модели для анализа зарегистрированных данных, а также определение дираковского изовекторного формфактора нуклона  $F_1^v(k^2)$  и электрического формфактора пиона  $F_{\pi}(k^2)$ . Развитие изобарной модели для описания сечений реакции (4) необходимо, во-первых, для того, чтобы получить метод исследования процесса ОЭП при энергиях пиона больше 360 МэВ, где становится неприемлем чисто дисперсионный подход, и, во-вторых, для определения величины модельных неопределенностей при анализе данных.

В отличие от предыдущих работ по изучению реакции (4), в которых регистрировались события с виртуальным фотоном, испускаемым под углом  $\sim 180^\circ$  к направлению пиона в  $\pi N$  с.ц.м., в настоящей работе экспериментальная установка преимущественно отбирала события, в которых угол вылета виртуального фотона  $\theta^f$  находился в интервале от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . Анализ зарегистрированных данных проводился в рамках изобарной модели. Сравнение, проведенное с результатами анализа, выполненного с помощью дисперсионной модели, дало первую количественную информацию о величине модельных неопределенностей в получаемых значениях нуклонного и пионного формфакторов.

Первая глава посвящена рассмотрению кинематики исследуемого процесса ОЭП. Для описания реакции (4) достаточно использовать 5 независимых кинематических переменных. Одна из них – полная энергия в  $\pi N$  с.ц.м.  $W$ , фиксирована энергией налетающего пиона. Вторая кинематическая переменная – квадрат передаваемого 4-импульса  $k^2$  выражается при помощи энергий и угла разлета электронов в лабораторной системе:

$$k^2 = 4E_1 E_2 \sin^2(\theta_e^{lc}/2)$$

Смысл следующих двух кинематических переменных – угла вылета фотона  $\theta^f$  в  $\pi N$  с.ц.м. и угла  $\varphi$  между плоскостью реакции  $\pi^- p \rightarrow n \gamma_v$  и плоскостью распада виртуального фотона  $\gamma_v \rightarrow e^+ e^-$  ясен из рис. I, на котором показана система центра масс сталкивающихся частиц: пиона (его 4-импульс обозначен  $q$ ) и протона ( $p$ ). Пятая переменная – угол  $\theta$  между направлениями вылета электрона и нейтрона вычисляется в системе ц.м. электрона и позитрона.

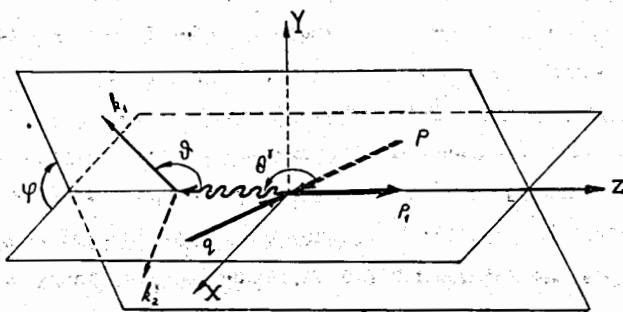


Рис. 1 Система "N" центра масс пиона -  $q$  и протона -  $p$ .

Были выполнены расчеты относительных вкладов амплитуд образования виртуальных фотонов с различной поляризацией в полное сечение исследуемого процесса. Показано, что для подавления вклада интерференции между амплитудами образования поперечных и продольных фотонов необходимо отбирать фотоны, вылетающие под углом  $\theta^* = 90^\circ$ . Вычислены соответствующие углы, под которыми необходимо располагать детекторы в л.с. координат.

При анализе зарегистрированных сечений необходимо знание разрешающей способности, которой характеризуется установка по всем кинематическим переменным. Определение разрешающей способности установки по кинематическим переменным  $k^2, \cos\theta^*, \cos\theta$  и  $\cos\varphi$  проводилось с помощью моделирования методом Монте-Карло и с использованием экспериментально определенных точностей измерения энергий и углов вылета регистрируемых частиц. Вычисления показали, что величина разрешения для всех кинематических переменных слабо меняется в интервале  $1,0 < k^2 < 3,0 \text{ ф}^{-2} / 7/$ . Величина

разрешения по переменной  $k^2$  составляет в среднем  $\sim 10\%$ .

Во второй главе описана экспериментальная аппаратура, созданная для регистрации событий реакции ОЭП  $/3,6/$ . Общий вид расположения детекторов показан на рис.2. В центре установки помещалась мишень, содержащая по пучку  $\Pi^-$ -мезонов  $2,61 \text{ г/см}^2$  жидкого водорода. Сцинтилляционные счетчики  $C_1 - C_4$ , расположенные в пучке пионов, образуют мониторный телескоп, выделяющий взаимодействия пионов с протонами мишени. Два идентичных боковых телескопа служат для регистрации электронов и позитронов исследуемой

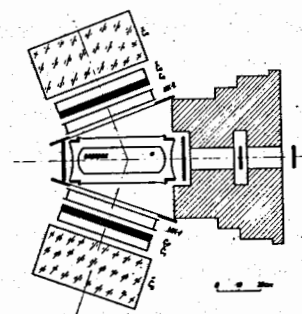


Рис. 2 Схема экспериментальной установки.

реакции (4), для определения их энергии и углов вылета. Каждый из боковых телескопов состоит из сцинтилляционного счетчика  $C_5(C_6)$ , водяного черенковского счетчика  $\check{C}_1(\check{C}_2)$ , черенковского спектрометра полного поглощения  $\check{C}_3(\check{C}_4)$  и искровой камеры  $ИК_1(ИК_2)$ . Произведе-

дение телесных углов боковых телескопов составляет  $0,750 \text{ ср}^2$ . Искровые камеры имеют два электрода, расстояние между которыми 5,0 см, и работают в трековом режиме. Горизонтальные и вертикальные проекции обеих искровых камер при помощи системы зеркал фотографируются одним киноаппаратом.

Аппаратура, регистрирующая сигналы от детекторов, собрана из блоков наносекундной электроники, разработанных в Отделе новых научных разработок ЛЯП ОИЯИ.

Амплитудно-временная информация с детекторов поступала на систему многомерного анализа, работавшую в линию с ЭВМ "Минск-22". При регистрации каждого события измерялись амплитуды сигналов со спектрометров и боковых сцинтилляционных счетчиков, а также временные интервалы между сигналами мониторингового счетчика  $C_2$  и детекторов боковых телескопов. Информация со стойки многомерного анализа передавалась в память анализатора АИ-4096, а затем через буферное устройство - в ЭВМ "Минск-22", на которой производилась запись статистического материала на магнитные ленты и контрольная обработка.

Для измерения координат треков, регистрируемых искровыми камерами, на экспериментальной установке предусмотрены системы реперных линий и реперных крестов. Реперные линии удобны при обработке filmовой информации на полуавтоматических сканирующих приборах ПУОС-50, но неприемлимы при обработке автоматическим сканирующим устройством АЭЛТ-1. Применение системы реперных крестов, жестко связанных с системой реперных линий, обеспечило наиболее производительную работу как полуавтомата, так и автомата АЭЛТ-1.

Для изучения временных характеристик аппаратуры в ходе основных измерений на синхротронном циклотроне проводились калибровки на упругорассеянных пионах. Помимо этого, детекторы периодически калибро-

вались с помощью световых датчиков. После каждого из трех наборов экспериментальных данных аппаратура калибровалась на электронном пучке мезонного канала синхротронного циклотрона ОИЯИ. Измерялись амплитудные и временные разрешения детекторов и их эффективность.

В третьей главе описана система обработки экспериментальных данных, которая осуществлялась в три этапа с использованием электронно-вычислительных машин "Минск-22", БЭСМ-4, СДС-1604А и БЭСМ-6.

В ходе первого этапа анализировались калибровочные измерения; их результаты использовались для предварительного отбора событий по временным и амплитудным параметрам на ЭВМ "Минск-22". После этого проводился просмотр пленок, при котором отбирались события с одним треком в каждой искровой камере.

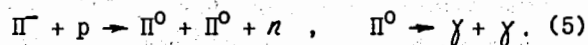
Второй этап обработки начинался с создания паспортных лент (ПЛ) обрабатываемых событий. С этой целью на магнитных лентах ЭВМ БЭСМ-4 для каждого события отводилась одна зона, в которой, помимо номера кадра, может быть размещено 149 чисел, представляющих собой как амплитудно-временные параметры событий, так и параметры, полученные при сканировании снимков и при геометрической реконструкции событий. При работе с ПЛ была осуществлена возможность как передачи данных с ЭВМ БЭСМ-4 на "Минск-22", так и приема данных с "Минск-22" на БЭСМ-4. Обмен информацией осуществлялся с помощью перфокарт.

Помимо основной системы обработки существовала система контрольной обработки. После проведения геометрической реконструкции событий на ЭВМ БЭСМ-4 /9/ производилось сравнение программным путем параметров событий в обеих системах обработки. Сравнение выявляло грубые ошибки измерения на приборах АЭЛТ-1 и ПУОС-50.

Второй этап обработки заканчивался проведением коррекции амплитудных и временных параметров, при которой использовались данные о геометрии зарегистрированных событий. Коррекция улучшает разрешение экспериментальной установки по временным и амплитудным параметрам событий.

В четвертой главе изложена процедура вычисления сечения исследуемого процесса с учетом поправок на эффективность обработки и эффективность детекторов. Кинематический анализ обрабатываемых событий показал, что примерно половина случаев, зарегистрированных искровыми камерами, принадлежит реакции упругого рассеяния пионов на протонах. Исключение таких событий из обработки приводит к потере 10% случаев процесса ОЭП /10/.

Другая часть фона обусловлена реакциями, в которых образуются  $\gamma$ -кванты. Конвертируя в мишени,  $\gamma$ -кванты дают электроны, имитирующие по многим параметрам события исследуемого процесса. Расчеты показали, что подавляющее большинство фоновых случаев принадлежит реакции



Поэтому распределение экспериментальных событий по квадрату недостающей массы  $M_X^2$  подгонялось суммой двух распределений по  $M_X^2$ , полученных при моделировании процесса ОЭП и реакции (5). При фитировании определялось число событий исследуемой реакции. В результате анализа 1040 зарегистрированных событий получено, что среди них имеется  $793 \pm 38$  событий реакции ОЭП и  $247 \pm 30$  событий фоновых процессов /11/. Введение дополнительного критерия на величину квадрата недостающей массы  $M_X^2 < 1,0$  (ГэВ/с<sup>2</sup>)<sup>2</sup> уменьшает число случаев исследуемой реакции до  $748 \pm 36$ , а число фоновых событий - до  $97 \pm 12$ .

В состав пионного пучка мезонного канала синхроциклотрона ОИЯИ помимо  $\pi$ -мезонов входят  $\mu$ -мезоны и электроны. Для вычисления сечения исследуемой реакции надо знать долю пионов среди частиц пучка. Эта величина была получена с помощью метода /11/, основанного на сравнении вычисленных по данным фазового анализа сечений упругого  $\pi p$ -рассеяния с сечениями, измеренными экспериментально. Доля пионов в пучке с энергией 276 МэВ составляет  $f = 0,79 \pm 0,03$ .

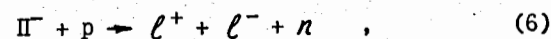
Сечение исследуемой реакции, определенное с учетом поправок на эффективность детекторов и обработки, равно

$$\Delta\sigma = (5,2 \pm 0,5) \text{ нбн.}$$

Эта величина соответствует той части сечения реакции ОЭП, которая определяется геометрией экспериментальной установки при дополнительном условии  $E_1, E_2 > 50$  МэВ. Оценка среднего дифференциального сечения процесса ОЭП составляет:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} \approx \frac{\Delta\sigma}{\Omega_1 \Omega_2} = (6,9 \pm 0,7) \text{ нбн/ср}^2.$$

В пятой главе описана теоретическая модель, развитая для описания процессов типа



где  $\ell$  обозначает электрон, либо  $\mu$ -мезон /12/. Описана процедура анализа экспериментальных данных с помощью этой модели и приводятся результаты определения формфакторов пиона и нуклона. Модель, рассматриваемая в настоящей работе, представляет собой развитие изобарной модели, созданной Лубатоном для описания процесса (2). В этом подходе исследуемый процесс описывается тремя

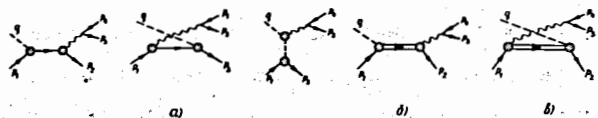


Рис. 3

борновскими диаграммами рис.3а и двумя диаграммами рис. 3б, в с  $\Delta(I232)$ - изобарой в промежуточном состоянии.

Для пропагатора изобары использовалось выражение, состоящее из резонансного члена и нерезонансной добавки. В ходе проведенных вычислений обнаружилось, что вклад как  $u$ -канала, так и нерезонансных добавок в сечение процессов (6) мал и им можно пренебречь. Численные расчеты, выполненные для значения  $W = 1296$  МэВ, показали, что вклад изобары в сечения реакций (6) не превышает 17%. Были проведены детальные исследования чувствительности дифференциальных сечений процесса ОЭП к формфакторам нуклона и пиона. Так как сечения исследуемой реакции обладают наибольшей чувствительностью к дираковскому изовекторному формфактору нуклона  $F_1^v(k^2)$  и к электрическому формфактору пиона  $F_\pi(k^2)$ , были проведены измерения именно этих двух параметров.

Значения формфакторов  $F_1^v(k^2)$  и  $F_\pi(k^2)$  получались методом наименьших квадратов из анализа экспериментальных распределений по косинусу угла вылета виртуального фотона  $\cos\theta^\delta / |13|$ . Если использовать предположение о равенстве формфакторов  $F_1^v(k^2) = F_\pi(k^2)$ , то 4 из 5 групп экспериментальных данных хорошо описываются теоретическими кривыми при следующих значениях формфакторов:

Таблица I

$k^2, \Phi^{-2}$	1,48	1,88	2,26	2,65	3,05
$F_1^v(k^2) = F_\pi(k^2)$	$0,80 \pm 0,08$	$0,80 \pm 0,18$	$1,02 \pm 0,08$	$1,04 \pm 0,07$	$1,17 \pm 0,07$
$\chi^2$	12	22	11	11	8

Ожидаемое значение  $\chi^2$  равно 7. Приведенные ошибки не учитывают погрешности в составе пучка, эффективностей детекторов и обработки, которые приводят к дополнительной ошибке в величине формфакторов  $\epsilon = 0,07$ . Для получения полной погрешности ошибки из табл. I квадратично складывались с величиной  $\epsilon$ . Плохое описание данных при  $k^2 = 1,88 \Phi^{-2}$  вызвано, по-видимому, спецификой модели. Если потребовать согласия данных и расчетов, то величина ошибки  $\Delta F$  увеличивается до  $\Delta F = 0,32$ .

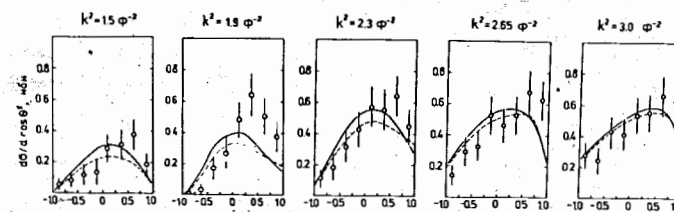


Рис. 4 Распределение событий по косинусу угла  $\theta^\delta$  вылета фотона. Сплошная кривая - полное сечение, пунктирная - величина сечения, обусловленная борновскими амплитудами.

На рис. 4 приведены экспериментальные данные и кривые, полученные в процессе определения формфакторов (см. табл. I). Вклад борновских амплитуд показан пунктирной линией; большая величина этого вклада свидетельствует о незначительности модельных неопределенностей. Количественная оценка величины модельных погрешностей была получена сравнением результатов анализа одних и тех же экспериментальных данных /10/, выполненного с помощью двух теоретических моделей: дисперсионной и изобарной /13/. Относительная величина модельной погрешности уменьшается с ростом  $k^2$  от  $1,5 \Phi^{-2}$  до  $3,0 \Phi^{-2}$  от 7,0% до 2,5%, тогда как экспериментальные ошибки имеют величину 11,6% - 7,5%. Исключение составляет точка при  $k^2 = 1,88 \Phi^{-2}$ , где величина модельной погрешности достигает ~20%.

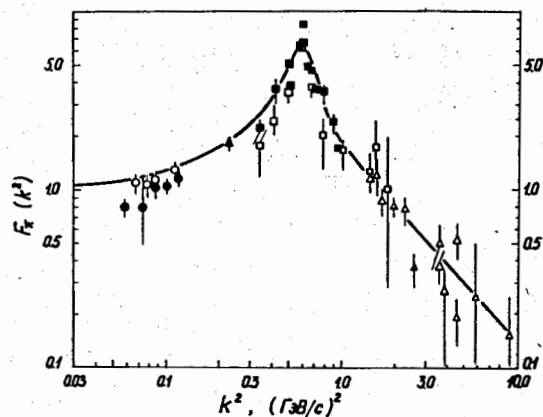


Рис. 5 Формфактор пиона  $F_\pi(k^2)$  во времениподобной области переданных импульсов, измеренный в опытах на встречных  $e^+e^-$  пучках и в опытах по исследованию процесса  $\Pi^- \rightarrow e^+e^-n$ ;  $\circ$  - /2,5/,  $\bullet$  - настоящая работа.

На рис. 5 приведены значения электрического формфактора пиона во времениподобной области переданных 4-импульсов, полученные в опытах на встречных пучках и при анализе реакции ОЭП как в дисперсионной, так и в изобарной модели. Сплошная кривая получена Дубничкой и В.А. Мещеряковым при аппроксимации большого числа экспериментальных данных с помощью метода дисперсионных соотношений и правил сумм.

Для вычисления среднеквадратичного радиуса нуклона  $r_N$  и пиона  $r_\pi$  были взяты значения формфакторов, приведенных в табл. I, а ошибка  $\epsilon = \pm 0,07$  приписывалась значению  $F(k^2=0) = 1,0$ . Данные удовлетворительно описывались зависимостью (7) ( $\chi^2 = 9, \bar{\chi}^2 = 4$ )

$$F_1^\nu(k^2) = F_\pi(k^2) = 1 + \frac{1}{6} \langle r_\pi^2 \rangle k^2 \quad (7)$$

при значении радиусов

$$r_N = r_\pi = 0,56 \pm 0,15 \Phi.$$

В табл. 2 приведены результаты определения среднеквадратичного радиуса пиона, полученные с помощью различных экспериментальных методов, а также некоторые теоретические результаты.

Анализ экспериментальных данных с помощью независимого варьирования формфакторов  $F_1^\nu(k^2)$  и  $F_\pi(k^2)$  показал, что введение второго параметра не улучшает описания экспериментальных распределений теоретическими кривыми. Определение формфакторов при таком анализе оказалось возможным только для трех значений  $k^2$  при следующих предположениях:

$$\begin{aligned} F_\pi(k^2) &> 1,0, \\ F_1^\nu(k^2) &> F_\pi(k^2). \end{aligned} \quad (8)$$

Условия (8) не удовлетворяются при анализе экспериментальных данных в точках  $k^2 = 1,48$  и  $1,88 \Phi^{-2}$ . Полученные значения форм-



Таблица 2

Автор	$\langle r_{\pi}^2 \rangle^{\frac{1}{2}}, \Phi^{-2}$	Метод
Акерлов и др. Акерлов и др. + Мистретта и др.	0,80±0,10 0,86±0,14	$e^{-} + p \rightarrow \pi^{+} + e^{-} + n$
Никитиу и Щербаков	0,8 ± 0,4	$\pi^{+}/\pi^{-}$ - упругое рассеяние на $He^4$ .
Адылов и др.	0,78±0,10	$\pi$ -е упругое рассеяние.
Гарланд Бережнев и др. /5/ Блохинцева и др. Настоящая работа	0,45±0,67 0,74±0,14 0,62±0,12 0,56±0,15	$\pi^{-} + p \rightarrow e^{+} + e^{-} + n$
Дубничка и В. Меще- ряков	0,68±0,01	Анализ эксперимент. данных с применением метода диспер- сионных соотношений и правил сумм.
Волков и Первушин	0,65	Вычисления с помощью суперпропагаторного метода.

факторов приведены в табл. 3. Результаты независимого определения формфакторов хорошо описываются зависимостью (7) при следующих значениях среднеквадратичных радиусов нуклона и пиона:

$$r_1 = 0,54 \pm 0,19 \Phi,$$

$$r_{\pi} = 0,36 \pm 0,25 \Phi.$$

Таблица 3

$k^2, \Phi^{-2}$	2,26	2,65	3,05
$F_1^{\nu}(k^2)$	$1,13 \pm 0,11$	$1,10 \pm 0,07$	$1,22 \pm 0,14$
$F_{\pi}(k^2)$	$1,03 \pm 0,03$	$1,05 \pm 0,05$	$1,11 \pm 0,10$

Основные результаты диссертации формулируются следующим образом:

1. За 500 часов работы экспериментальной установки получено 460 тыс. снимков с искровых камер. Аппаратура работала в линии с ЭВМ "Минск-22" и передавала по 16 каналам амплитудно-временную информацию о регистрируемых событиях, которая накапливалась на магнитных лентах.

2. Создана система обработки экспериментальных данных, обеспечивающая обработку результатов сканирования пленочной информации и амплитудно-временной информации.

3. В процессе обработки зарегистрированных данных идентифицировано  $792 \pm 38$  событий реакции  $\pi^{-}p \rightarrow e^{+}e^{-}n$  при энергии пионов 276 МэВ. Получено, что сечение  $\Delta\sigma$  той части реакции, которая определяется геометрией экспериментальной установки при дополнительном условии  $E_1, E_2 > 50$  МэВ равно:

$$\Delta\sigma = (5,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2.$$

Оценка среднего дифференциального сечения исследуемой реакции составляет:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} \approx (6,9 \pm 0,7) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}^2.$$

4. Развита изобарная модель для описания процессов образования лептонных пар:

$$\Gamma + p \rightarrow \ell^+ + \ell^- + n,$$

где  $\ell$  - электрон либо мюон. Проведено детальное исследование свойств модели и получены данные о вкладе парциальных амплитуд в полное сечение процессов образования лептонных пар в окрестности  $\Delta$  (1232) - резонанса.

5. При анализе данных в предположении  $F_1^{\nu}(k^2) = F_{\pi}(k^2)$  найдены следующие значения формфакторов:

Т а б л и ц а

$k^2, \Phi^{-2}$	1,48	1,88	2,26	2,65	3,05
$F_1^{\nu} = F_{\pi}$	$0,80 \pm 0,10$	$0,80 \pm 0,32$	$1,02 \pm 0,10$	$1,04 \pm 0,09$	$1,17 \pm 0,09$

6. Независимое определение формфакторов  $F_1^{\nu}(k^2)$  и  $F_{\pi}(k^2)$  осуществлено для трех значений  $k^2$  при следующих предположениях:

$$F_{\pi}(k^2) > 1,0, \\ F_1^{\nu}(k^2) > F_{\pi}(k^2).$$

Основные результаты, приведенные в диссертации, опубликованы в работах /7-13/ и докладывались на У Международном симпозиуме по физике высоких энергий и элементарных частиц в Варшаве в 1975 г.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.И.Смирнов. ОИЯИ, Р1-6289, Дубна, 1972.
2. С.Ф.Бережнев, Л.С.Вертоградов, А.В.Демьянов, А.В.Куликов, А.В.Купцов, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов, Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс, Ю.М.Чиркин. ЯФ, 16, 185, 1972.
3. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Купцов, А.В.Куликов, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов, Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, А.Г.Федунов, Д.М.Хазинс, Ю.М.Чиркин. ОИЯИ, 13-6192, Дубна, 1971.
4. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов, А.В.Купцов, В.П.Курочкин, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов, Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, А.Г.Федунов, Д.М.Хазинс. ЯФ, 17, 85, 1973.
5. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов, А.В.Купцов, В.П.Курочкин, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов, Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, А.Г.Федунов, Д.М.Хазинс. ЯФ, 18, 102, 1973.
6. А.В.Демьянов, А.В.Купцов, В.П.Курочкин, Л.Л.Неменов, В.И.Сидорова, Г.И.Смирнов, В.Л.Трифонов, Д.М.Хазинс. ОИЯИ, 13-7683, Дубна, 1974.
7. С.Ф.Бережнев, Г.И.Смирнов. ОИЯИ, Р1-8944, Дубна, 1975.
8. В.П.Курочкин, Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов. Депонированная публ. ОИЯИ, Б1-10-8887, Дубна, 1975.
9. А.В.Куликов, Г.И.Смирнов. ОИЯИ, 10-5386, Дубна, 1970.
10. В.В.Ализаде, С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Купцов, В.П.Курочкин, Л.Л.Неменов, Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс. ОИЯИ, Р1-9478, Дубна, 1976.
11. А.В.Купцов, Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс. ПТЭ, №5, 32, 1974.
12. Г.И.Смирнов, Н.М.Шумейко. ЯФ, 17, 1266, 1973.
13. Г.И.Смирнов. ОИЯИ, Р1-9574, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 июня 1976 года.