

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



14/61-76

P1 - 9575

Б-484

2220/2-76

С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, А.В.Демьянов,
А.В.Купцов, В.П.Курочкин, Л.Л.Неменов,
Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс

ИЗМЕРЕНИЕ НУКЛОННОГО
И ПИОННОГО ФОРМФАКТОРОВ
В ИНТЕРВАЛЕ ВРЕМЕНИ ПОДОБНЫХ 4-ИМПУЛЬСОВ
ОТ $1,5 \Phi^{-2}$ ДО $3,0 \Phi^{-2}$

1976

P1 - 9575

С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, А.В.Демьянов,
А.В.Купцов, В.П.Курочкин, Л.Л.Неменов,
Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс

ИЗМЕРЕНИЕ НУКЛОННОГО
И ПИОННОГО ФОРМФАКТОРОВ
В ИНТЕРВАЛЕ ВРЕМЕНИ ПОДОБНЫХ 4-ИМПУЛЬСОВ
ОТ $1,5 \Phi^{-2}$ ДО $3,0 \Phi^{-2}$

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Бережнев С.Ф. и др.

P1 - 9575

Измерение нуклонного и пионного формфакторов в интервале времениподобных 4-импульсов от $1,5 \Phi^{-2}$ до $3,0 \Phi^{-2}$

Выполнен анализ дифференциальных сечений реакций $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ в рамках дисперсионной модели. Получено хорошее описание экспериментальных данных при равенстве электрического пионного формфактора $F_\pi(k^2)$ и дираковского изовекторного формфактора нуклона $F_1^V(k^2)$. Формфакторы определены для значений квадрата времениподобного переданного 4-импульса k^2 $1,5 \Phi^{-2}$, $1,9 \Phi^{-2}$, $2,3 \Phi^{-2}$, $2,65 \Phi^{-2}$ и $3,0 \Phi^{-2}$. Среднеквадратичный радиус пиона r_π и нуклона $r_{F_1^V}$ составляет $0,62 \pm 0,12 \Phi$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Berezhnev S.F. et al.

P1 - 9575

The Measurement of the Pion and Nucleon Form Factors in the Region of the Time-Like 4-Momentum Transfers from $1.5 F^{-2}$ to $3.0 F^{-2}$

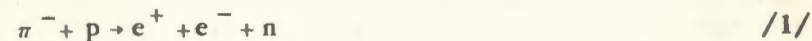
Differential cross sections of the $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ reaction are analysed in a dispersion theory framework. Good description of experimental data is obtained when the pion electric form factor $F_\pi(k^2)$ equals to the isovector Dirac-nucleon form factor $F_1^V(k^2)$. The form factors are obtained at time-like 4-momentum transfers of $1.5 F^{-2}$, $1.9 F^{-2}$, $2.3 F^{-2}$, $2.65 F^{-2}$ and $3.0 F^{-2}$. The mean square root radius r_π and nucleon radius $r_{F_1^V}$ are $0.62 \pm 0.12 F$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

Введение

Реакция обратного электророжения пионов /ОЭП/:



в принципе является источником информации об электромагнитной структуре адронов в области времениподобных переданных импульсов.

Впервые процесс /1/ был изучен при остановках отрицательных пионов в водороде. В этом случае вероятность реакции /1/ относительно велика, а интерпретация полученных данных достаточно надежна, так как начальный пион находится в S-состоянии. В экспериментах, выполненных на водородных пузырьковых камерах /1,2/, а в дальнейшем электронной методикой /3,4/, квадрат 4-импульса виртуального фотона равнялся соответственно $\sim 0,1 \Phi^{-2}$ и $\sim 0,3 \Phi^{-2}$. В каждом опыте теоретические кривые хорошо описывали экспериментальные распределения. Однако из этих данных вследствие малой величины переданных импульсов были получены только оценки для среднеквадратичного электрического радиуса пиона:

$$\sqrt{\langle r_\pi^2 \rangle} < 1,9 \Phi^{3/4} \quad \langle r_\pi^2 \rangle = (0,2 \pm 0,6) \Phi^2 \quad /4/$$

Естественным путем для наблюдения и изучения эффектов структуры адронов является измерение дифференциальных сечений реакции /1/ при больших переданных импульсах и сопоставление полученных распределений с теоретическими. В работе, выполненной на водородной пузырьковой камере /5/, была получена верх-

няя оценка сечения ОЭП при кинетической энергии π^- -мезонов 340 МэВ. Для событий $sk^2 > 0,5 \Phi^{-2}$:

$$\sigma < 10^{-30} \text{ см}^2$$

на уровне 95% достоверности. Наблюдение процесса /1/ для пионов с импульсом $p_\pi = 4 \text{ ГэВ/с}$ было выполнено в работе /6/. Экспериментальные данные указали на доминирующий вклад ρ -мезона в электромагнитную структуру пиона и позволили определить величину константы γ_2^ρ .

Данные по ОЭП в промежуточной области энергий были получены в работе /7/, где наблюдалось ~ 60 событий /1/ при $E_\pi = 275 \text{ МэВ}$. Эти результаты анализировались с помощью дисперсионной модели /9,10/, которая содержала в качестве свободных параметров изовекторный дираковский формфактор нуклона F_1^V , формфактор пиона F_π и формфактор G_M^* , входящий в амплитуду магнитного дипольного перехода M_{1+} . Ранее было обнаружено /11/, что в отличие от процессов прямого электророжения пионов, где доминирует резонансный переход M_{1+} , в процессе /1/ преобладают борновские члены. Последующие вычисления, выполненные с учетом всех экспериментальных условий, показали, что вследствие компенсации вклада от перехода M_{1+} его интерференцией с борновской частью амплитуды их вклад в дифференциальные сечения составляет $\sim 95\%$ /8/. Поэтому сечение реакции оказалось практически зависящим только от формфакторов F_π и F_1^V . В предположении $F_\pi(k^2) = F_1^V(k^2)$ модель хорошо описала экспериментальные распределения по четырем независимым переменным: k^2 , Θ^V - углу между импульсом пиона и фотона в с.ц.и. πN , Θ - углу между импульсом нейтрона и электрона в с.ц.и. e^+e^- и ϕ - углу между плоскостью реакции



и плоскостью распада виртуального фотона γ^* . Среднее значение формфакторов при $k^2 = 2 \Phi^{-2}$ было оценено с точностью $\sim 15\%$. Дальнейшее теоретическое обоснование использования ОЭП для исследования структуры

адронов было сделано авторами работы /12/, показавшими, что доминирование борновских членов является проявлением квазипорогового поведения амплитуды процесса /2/. Сущность эффекта состоит в том, что в амплитуде процесса /2/ при малых значениях импульса виртуального фотона \vec{k} основную роль играют мультиполи $E_{0+}, E_{2-}, L_{0+}, L_{2-}$, не зависящие от $|\vec{k}|$ и определяемые, в основном, борновскими членами. Все остальные мультиполи ведут себя как $|\vec{k}|^n$, где $n \geq 1$ и, следовательно, стремятся к нулю с уменьшением $|\vec{k}|$. С точки зрения эксперимента отбор событий, удовлетворяющих квазипороговой кинематике, сводится к детектированию e^+e^- пар с эффективными массами, близкими к максимальным значениям, допускаемым законом сохранения энергии. Подтверждение эффективности /1/ для исследования структуры адронов и указание на существование эффекта квазипорога было получено при анализе ~ 240 событий реакции /1/ / $E_\pi = 275 \text{ МэВ}$ / /13/ с помощью использовавшейся ранее дисперсионной модели. Хорошее согласие теории и эксперимента в предположении $F_1^V = F_\pi$ позволило определить формфакторы с точностью $\sim 11\%$ при трех значениях k^2 и вычислить радиус пиона.

Наряду с отбором событий, удовлетворяющих квазипороговой кинематике, надежность теоретической интерпретации может быть повышена путем использования эффекта компенсации /14/. Из данных по фоторождению для широкого интервала энергий в с.ц.и. πN были получены углы рассеяния, при которых дифференциальное сечение определяется только борновскими членами: вклад остальных амплитуд компенсируется их интерференцией с борновскими. При переходе от реакции с реальным фотоном к процессу /2/ эффект компенсации сохраняется /15/.

Этот результат справедлив только для тех энергий, при которых достаточно учитывать в дисперсионных интегралах вклад от резонанса $\Delta(1236)$. При энергиях, где становится существенным вклад высших резонансов, сохранение компенсаций должно быть изучено в соответствующих моделях.

Изобарная модель, развитая в работах /16,17/ для описания электророжения пионов, также применялась

для рассмотрения процесса ОЭП. После ряда работ, в которых делались оценки^{/18/} или вычислялись интегральные характеристики процесса /1/^{/19,20/}, было выполнено подробное исследование ОЭП, в котором рассматривался обмен изобарой в U-канале, нерезонансные добавки в пропагаторе $\Delta(1236)$ и влияние всех формфакторов на дифференциальные сечения^{/21/}. При выполнении численных расчетов учитывались все экспериментальные условия. Анализ показал, что вклад обмена в U-канале и нерезонансных добавок в дифференциальные сечения не превышает 5% и 3% соответственно; был подтвержден доминирующий характер борновских членов и получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных распределений.

Подход, аналогичный изобарной модели, был использован для учета влияния на дифференциальные сечения ОЭП высших резонансов^{/22,23/}. Вычисления проводились для квазипороговой области. Учитывались резонансы $D_{13}/1,51 \text{ ГэВ}$, $\Gamma = 0,1 \text{ ГэВ}$, $S_{11}/1,53 \text{ ГэВ}$, $\Gamma = 0,1 \text{ ГэВ}$, $S_{31}/1,66 \text{ ГэВ}$, $\Gamma = 0,15 \text{ ГэВ}$, $S_{11}/1,70 \text{ ГэВ}$, $\Gamma = 0,15 \text{ ГэВ}$, возбуждаемые переходами E_{0+} и E_{2-} ^{/24/}. Оценки, выполненные для случая $\Theta^Y=0$, показали, что вплоть до полной энергии в с.ц.и. πN , равной $W = 1350 \text{ МэВ}$, влияние высших резонансов существенно меньше, чем вклад борновских членов.

Мультипольный анализ процесса /1/ осуществлен только теоретически: записаны разложения сечений рождения фотона с различными поляризациями по мультиполям и по степеням $\cos\Theta^Y$; в борновском приближении рассчитаны соответствующие параметры для случая, когда наибольший полный момент в $(\pi^- p)$ системе равен $J = 3/2$ ^{/25/}.

Радиационные поправки к ОЭП были вычислены в предположении о незначительности излучения адронов по сравнению с лептонами и для такой постановки эксперимента, когда не делается различия между электроном и позитроном^{/26/}.

В настоящей работе анализируются новые данные по реакции /1/, полученные при кинетической энергии пионов $E_\pi = 275 \text{ МэВ}$ ^{/27/}. Из сопоставления экспериментальных и теоретических распределений определены

значения формфакторов F_1 и $F_\pi k^2$ при пяти значениях времениподобного 4-импульса k^2 , а также определен среднеквадратичный радиус пиона /нуклона/.

§1. Экспериментальные данные

Для определения формфакторов анализировались 1040 событий, идентифицированных в работе^{/27/}. Из распределения этих случаев по квадрату недостающей массы M_x^2 следует, что среди них имеется 793 ± 38 событий реакции /1/ и 247 ± 30 событий фоновых процессов. Если ввести критерий

$$M_x^2 \leq 1,0 \text{ ГэВ}^2 / c^2 \quad /3/$$

то число случаев ОЭП и фон уменьшаются до 748 ± 36 и 97 ± 12 соответственно. Фон от пустой мишени составляет 70 ± 26 событий^{/27/}. Приведенные ошибки в количестве случаев учитывают погрешности, возникающие при определении числа событий ОЭП и фона.

Определение формфакторов осуществлялось по статистическому материалу, удовлетворяющему критерию /3/. Все события разбивались на пять групп в зависимости от значения k^2 . Число случаев в каждой группе и процент фоновых взаимодействий указаны в табл. 1.

Для каждой группы строились распределения событий по трем независимым переменным: $\cos\Theta^Y$, $\cos\Theta$ и $\cos\phi$. Определение формфакторов осуществлялось по угловым распределениям виртуального фотона ($\cos\Theta^Y$); дифференциальные сечения по двум другим переменным служили для проверки описания моделью с найденными значениями формфакторов состояний поляризации виртуального фотона.

§2. Модель и ее параметры

Для анализа экспериментальных данных применялась модель^{/15/}, учитывающая в дисперсионных интегралах только вклад резонансной дипольной амплитуды M_{1+} .

Таблица 1

№	Интервал k^2	$k^2 (\text{ГэВ}/c)^2$	$\overline{k^2}, \Phi^{-2}$	Число событий	Число фооновых событий	Процент фооновых событий от общего числа
1.	0,050+0,065	0,058	1,48	98	12	12,2
2.	0,065+0,080	0,073	1,88	163	27	16,6
3.	0,080+0,095	0,088	2,26	203	26	12,8
4.	0,095+0,110	0,103	2,65	219	22	10,0
5.	0,110+0,130	0,119	3,05	216	11	5,1

Изоскалярная часть амплитуды ОЭП бралась равной борновской, за исключением амплитуды $E_{0+}(0)$, которая приравнивалась нулю, чтобы согласовать ее поведение с результатами мультипольного анализа /29,30/. Модель хорошо описала данные по дифференциальным сечениям реакции

$$\gamma + n \rightarrow \pi^- + p \quad /4/$$

при энергии фотонов $E_\gamma = 350 \text{ МэВ}$, дифференциальное сечение этого же процесса для $\Theta_\pi = 180^\circ$ в интервале энергий $350 \text{ МэВ} \leq E_\gamma \leq 750 \text{ МэВ}$, а также поперечную и продольную части сечения электророжения заряженных и нейтральных пионов в интервале энергий в с.с.и. πN $1,1 \text{ ГэВ} \leq W \leq 1,35 \text{ ГэВ}$ и $k^2 = 5 \text{ Ф}^2$. Вследствие эффекта квазипорога точность описания ОЭП должна быть еще более высокой.

Параметрами модели являются дираковские и паулиевские изовекторные и изоскалярные формфакторы F_1^V , F_2^V , F_1^S , F_2^S формфактор пиона F_π и формфактор G_M^* входящий в амплитуду M_{1+} . При расчете теоретических распределений значения F_2^V , F_1^S и F_2^S вычислялись с помощью дипольной формулы. Формфактор в области малых пространственноподобных передач совпадает с изовекторным магнитным формфактором нуклона $G_M^V(k^2)$. Предполагалось, что это равенство сохраняется и в области времениподобных переданных импульсов; экстраполяция осуществлялась также с помощью дипольной формулы. Так как дифференциальные сечения слабо зависят от величины этих формфакторов, то возможные погрешности экстраполированных величин практически не сказываются на точности теоретических результатов. По оценкам мнимая часть F_π в рассматриваемом интервале переданных импульсов составляет менее 2% от реальной /13/.

* Сравнение экспериментальных данных по формфактору $G_M^*(k^2)$ с теоретическим результатом работы /9/, где формфактор $G_M^*(k^2)$ полагался пропорциональным формфактору $G_M^V(k^2)$, указывает на хорошее согласие этих формфакторов в области $k^2 < 10 \text{ Ф}^{-2}$ /31/.

Экстраполяция F_1^v из пространственноподобной области указывает на то, что $\text{Im} F_1^v$ при $k^2 < 3 \Phi^{-2}$ мала. Поэтому оба формфактора при анализе считались действительными.

§3. Процедура определения формфакторов F_1^v и F_π

Значения формфакторов определялись методом наименьших квадратов из анализа распределений по $\cos \Theta^Y$, наиболее чувствительных к изменению формфакторов. В каждой из пяти групп событий формфакторы полагались не зависящими от k^2 , и их значения определялись из условия минимума следующего функционала:

$$\Phi = \frac{(N_\Phi - \tilde{N}_\Phi)^2}{\sigma_\Phi^2} + \sum_{i=1}^8 \frac{(n_{i \text{ эксп}} - \gamma n_{i \text{ миш}} - p_i \tilde{N}_\Phi - n_{i \text{ теор}})^2}{\sigma_i^2} \quad /5/$$

Здесь: N_Φ - число фоновых событий во всех пяти группах, определенное из анализа распределения зарегистрированных событий по квадрату недостающей массы, \tilde{N}_Φ - варьируемый параметр; σ_Φ^2 - ошибка в величине N_Φ , вычисленная при выделении фоновых событий^{/27/}, $n_{i \text{ эксп}}$ - экспериментальное число событий, попавших в i интервал распределения по $\cos \Theta^Y$, $n_{i \text{ миш}}$ - число событий, попавших в i интервал распределения по $\cos \Theta^Y$ при измерениях с пустой мишенью, γ - отношение потоков в экспериментах с полной и пустой мишенью; p_i - вероятность попадания фонового события в данную область k^2 и в i интервал распределения по $\cos \Theta^Y$, величины p_i определялись путем розыгрыша фонового процесса;

$$\sigma_i^2 = n_{i \text{ эксп}} + \gamma^2 n_{i \text{ миш}} ,$$

$n_{i \text{ теор}}$ - число событий в i интервале, рассчитанное по формуле:

$$n_{i \text{ теор}} = I \cdot A \cdot \epsilon \cdot \frac{d\sigma_{\text{теор}}(i)}{d\cos \Theta^Y} , \quad /6/$$

где I - поток π -мезонов, A - число атомов водорода

в мишени, ϵ - коэффициент, учитывающий эффективность регистрации и обработки^{/27/}, $\frac{d\sigma_{\text{теор}}(i)}{d\cos \Theta^Y}$ - значение

теоретического сечения в i интервале, представленное в виде:

$$\frac{d\sigma_{\text{теор}}(i)}{d\cos \Theta^Y} = c_1(i)(F_1^v)^2 + c_2(i)F_\pi^2 + c_3(i)F_1^v F_\pi^v + c_4(i)F_1^v + /7/ \\ + c_5(i)F_\pi + c_6(i).$$

Коэффициенты $c_k(i)$ вычислялись в рамках дисперсионной модели с учетом конкретных условий эксперимента^{/28/}. Таким образом, $n_{i \text{ теор}}$ является явной функцией формфакторов F_1^v и F_π .

В настоящем анализе предполагалось равенство:

$$F_1^v(k^2) = F_\pi(k^2), \quad /8/$$

согласующееся с результатами опытов по прямому и обратному электророжению^{/13,33,34/}.

§4. Результаты

Результаты определения формфакторов приведены в табл. 2. В первой строчке записаны значения формфакторов с ошибками, учитывающими только статистические погрешности и неточность в определении числа фоновых событий. Чтобы учесть ошибку δ , обусловленную неточностями в определении состава пучка, эффективностей детекторов и обработки, формфакторы вычислялись для значений потока $I-\delta$ и $I+\delta$. Соответствующие отклонения формфакторов $\epsilon(k^2)$ приведены во второй строке. Для получения полной ошибки значения $\epsilon(k^2)$ квадратично складывались с погрешностями, приведенными в первой строке. Величины формфакторов с полными ошибками записаны в третьей строке таблицы.

На рис. 1 сплошными кривыми приводятся теоретические распределения, вычисленные с формфакторами из

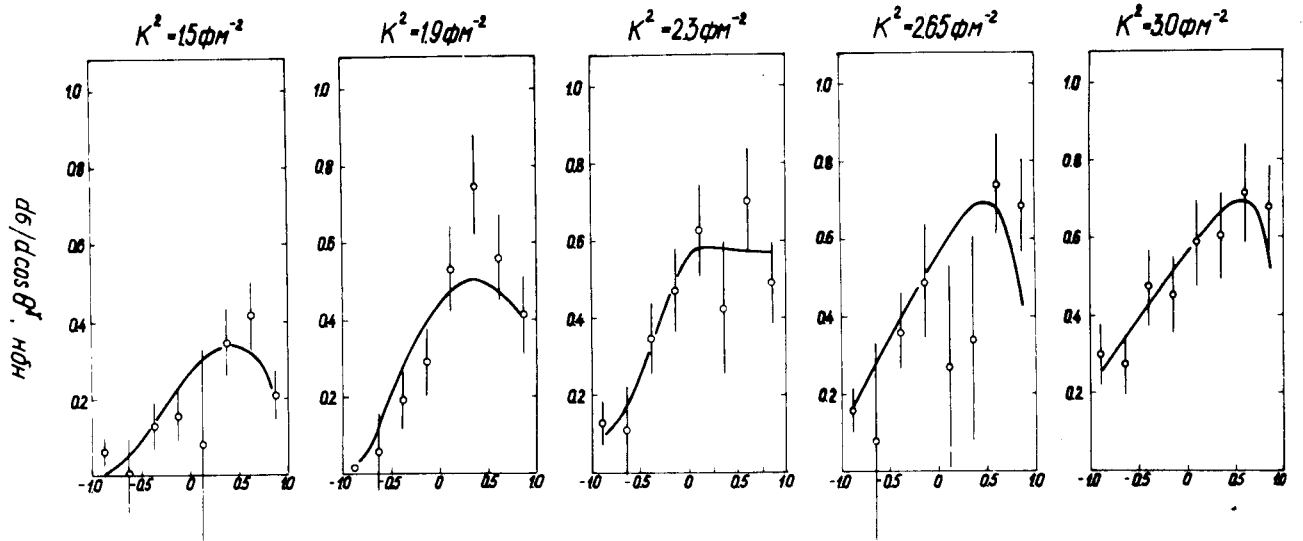


Рис. 1. Распределения событий по косинусу угла вылета виртуального фотона Θ^γ . Сплошными кривыми показаны результаты теоретических расчетов с формфакторами, приведенными в таблице 2.

Таблица 2

k^2, ϕ^{-2}	1,48	1,88	2,26	2,65	3,05
$F_\pi(k^2) = F_1^\nu(k^2)$	$0,86 \pm 0,08$	$0,99 \pm 0,06$	$1,05 \pm 0,05$	$1,07 \pm 0,06$	$1,20 \pm 0,05$
$\pm \epsilon$	$+0,06$ $-0,05$	$+0,06$ $-0,05$	$+0,07$ $-0,05$	$+0,06$ $-0,06$	$+0,07$ $-0,06$
$F_\pi(k^2) = F_1^\nu(k^2)$	$0,86^{+0,10}$ $-0,09$	$0,99^{+0,08}$ $-0,08$	$1,05^{+0,09}$ $-0,07$	$1,07^{+0,08}$ $-0,08$	$1,20^{+0,09}$ $-0,08$

табл. 2. На рис. 2 и 3 представлены распределения событий по углам Θ и ϕ . Сплошные кривые вычислены с факторами, приведенными в табл. 2. Из рисунков следует, что модель с параметрами, найденными из распределения по $\cos\Theta$, хорошо описывает дифференциальные сечения по другим независимым переменным.

Значения факторов из табл. 2 использовались для определения электромагнитного радиуса. Ошибки факторов брались из первой строки таблицы, а погрешность $\epsilon(k) = \pm 6\%$ приписывалась величине $F_{\pi}(0) = F_1^v(0) = 1$. Шесть полученных значений удовлетворительно ($\chi^2=9, \chi^2=4$) аппроксимировались зависимостью

$$F_1^v(k^2) = 1 + \frac{1}{6} r_{F_1^v}^2 \cdot k^2 \quad /9/$$

при значении

$$r_{F_1^v} = r_{\pi} = /0,62 \pm 0,12/ \Phi. \quad /10/$$

Полученное значение электромагнитного радиуса хорошо согласуется с величиной, определенной по упругому eN -рассеянию^{/35/}:

$$r_{F_1^v} = 0,77 \Phi,$$

а также со значениями, полученными из анализа данных по ОЭИ и другим процессам /табл. 3/.

Таблица 3

Тип процесса	Значение радиуса, Φ	Ссылка
$\pi^- + p \rightarrow e^+ e^- n$	$(0,75 \pm 0,14)$	работа ^{/13/}
$e^- + p \rightarrow e^- + \pi^+ + n$	$(0,68 \pm 0,01)$	работа ^{/36/}
$\pi^- + p \rightarrow e^+ e^- n$		
$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$		
$\pi^- + e^- \rightarrow \pi^- + e^-$	$(0,78 \pm 0,10)$	работа ^{/37/}

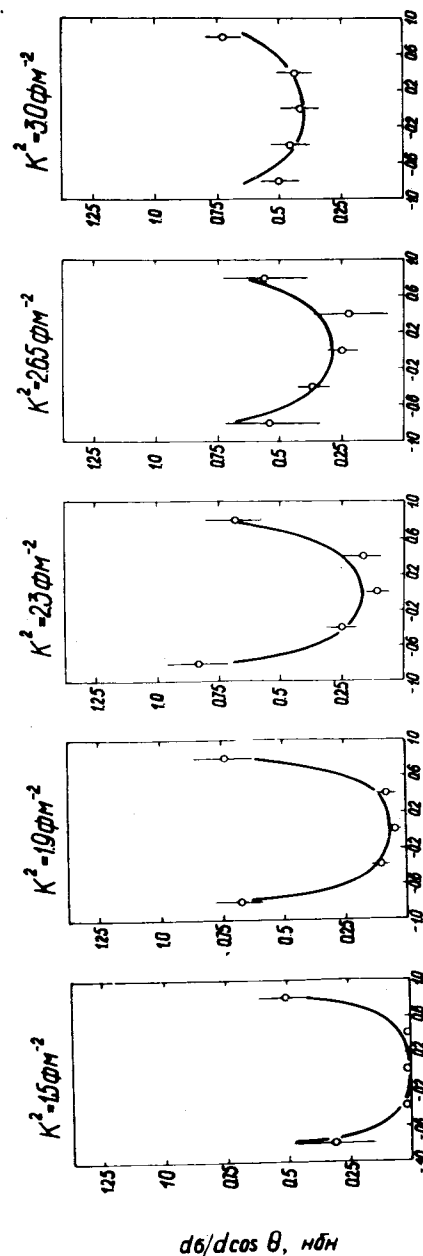


Рис. 2. Распределения событий по косинусу угла Θ между электроном и нейтроном в с.д.м. (e^+e^-). Сплошные кривые получены расчетом с параметрами, взятыми из таблицы 2.

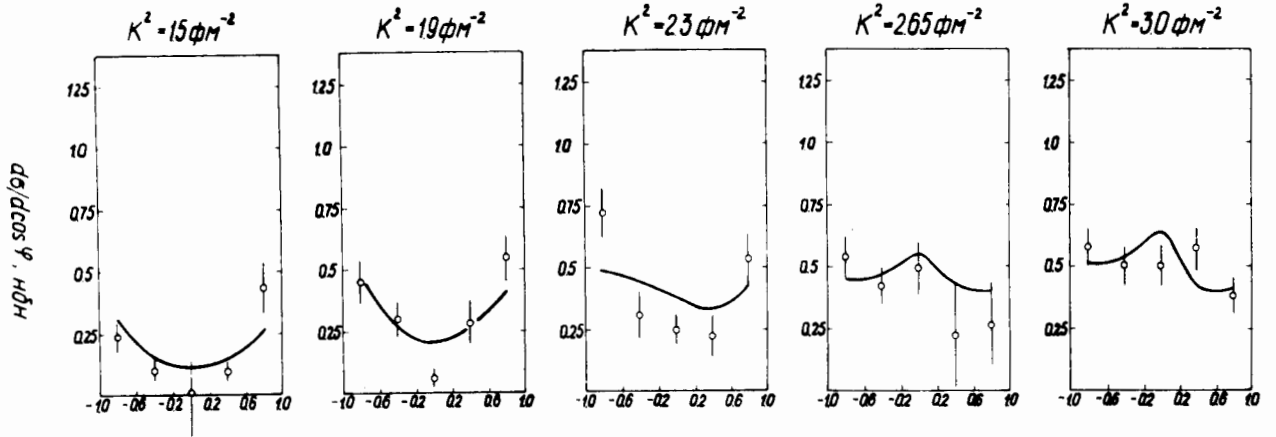


Рис. 3. Распределения событий по косинусу угла ϕ между плоскостью реакции $\pi^- p \rightarrow n \gamma^*$ и плоскостью распада $\gamma^* \rightarrow e^+ e^-$. Сплошные кривые получены расчетом с параметрами, взятыми из таблицы 2.

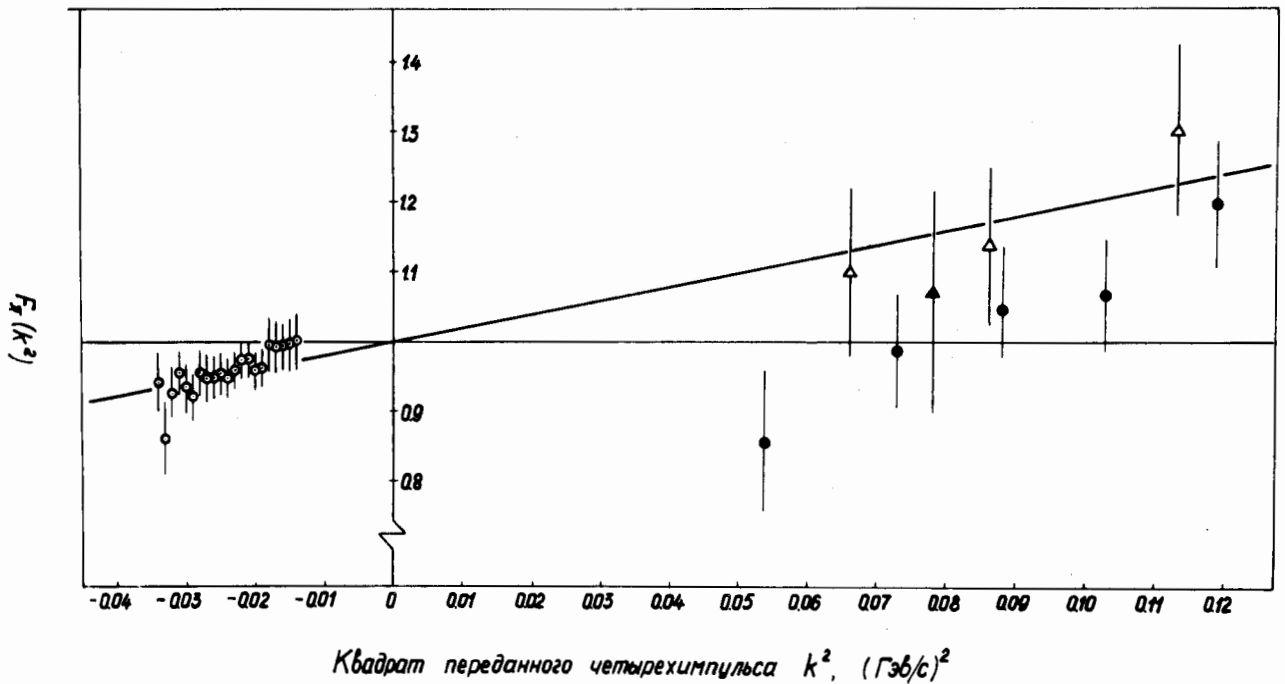


Рис. 4. Результаты измерения формфактора пиона в опытах по рассеянию пионов на электронах ^{37/}($k^2 < 0$) и в опытах по исследованию процесса $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ ($k^2 > 0$): Δ - ^{8/}, \blacktriangle - ^{13/}, \bullet - настоящая работа. Сплошная кривая - результат расчетов в суперпропагаторной модели ^{38/}.

Значение $r_{\pi} = /0,68 \pm 0,01/ \Phi$ найдено из анализа данных по F_{π} , полученных во всех трех процессах.

На рис. 4 приведены значения формфактора пиона при малых значениях пространственноподобных и времениподобных передач. Сплошная кривая вычислена с помощью суперпропагаторного метода^{/38/}, значение электромагнитного радиуса пиона, полученное этим методом, равно:

$$r_{\pi} = 0,65 \Phi.$$

Авторы благодарны Б.М.Понтекорво за постоянное внимание к работе, а также Ю.С.Суровцеву и Ф.Г.Ткебучаве за многочисленные обсуждения.

Литература

1. M. P. Samios. *Phys. Rev.*, 121, 275, 1961.
2. H. Kobrac. *Nuovo Cim.*, 20, 115, 1961.
3. S. Devons, S. Sabat, P. Nemethy, E. Capua, A. Lanzata. *Phys. Rev.*, 184, 1356, 1969.
4. R. Garland, *Nevis 188, Columbia Univ.*, 1971.
5. Т.Д.Блохинцева и др. *ЯФ*, 3, 779, 1966.
6. M. N. Khachatryan et al. *Phys. Lett.*, 24B, 349, 1967.
7. Ю.К.Акимов и др. *ЯФ*, 13, 748, 1971.
8. С.Ф.Бережнев и др. *ЯФ*, 16, 185, 1972.
9. S. Fubini, Y. Nambu., V. Wataghin. *Phys. Rev.*, 11, 329 /1958/.
10. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. *ОИЯИ*, P2-4561, Дубна, 1969.
11. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. *ОИЯИ*, P2-4524, Дубна, 1969.
12. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. *ЯФ*, 16, 1204, 1972.
13. С.Ф.Бережнев и др. *ЯФ*, 18, 102, 1973.
14. Yu. S. Suroutsev, F. G. Tkebuchava. *JINR*, E2-8018, Dubna, 1974.
15. Т.Д.Блохинцева, Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. *ЯФ*, 21, 850, 1975.
16. Ph. Salin. *Nuovo Cim.*, 28, 1294, 1963, 32, 521, 1964.
17. J. -P. Loubaton. *Nuovo Cim.*, 39, 591, 1965.
18. А.В.Тарасов, Л.Г.Ткачев. *ОИЯИ*, P2-4970, Дубна, 1970.
19. M. Karatchentzeff et al. *College de France*, P. A. M., 71-05, 1971.
20. Ю.В.Кулиш. *ЯФ*, 16, 1102, 1972.

21. Г.И.Смирнов, Н.М.Шумейко. *ОИЯИ*, P2-6871, Дубна, 1972. Г.И.Смирнов, Н.М.Шумейко. *ЯФ*, 17, 1266, 1973.
22. A. Bietti and S. Petrarca. *Nuovo Cim.*, 22A, 595 /1974/.
23. A. Bietti and S. Petrarca. *Lettere al Nuovo Cimento*, 13, 539 /1975/.
24. W. J. Metcalf and R. L. Walker. *CALT-68-425* /1974/.
25. С.Г.Петрова. *ОИЯИ*, P2-7037, Дубна, 1973.
26. Н.М.Шумейко. *ОИЯИ*, P2-8476, Дубна, 1974.
27. В.В.Ализаде, С.Ф.Бережнев и др. *ОИЯИ*, P1-9478, Дубна, 1976.
28. С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, Г.И.Смирнов. *ОИЯИ*, P1-9174, Дубна, 1975.
29. W. Pfeil, D. Schwela. *Nucl. Phys.*, B45, 379, 1972.
30. Yu. M. Aleksandrov et al. *Nucl. Phys.*, B45, 589, 1972.
31. Г.И.Смирнов. *ОИЯИ*, P1-6289, Дубна, 1972.
32. С.Ф.Бережнев, Г.И.Смирнов. *ОИЯИ*, P2-8945, Дубна, 1975.
33. K. Berkelman. *Proc. 1971 Intern. Symp. on Electron and Photon Interac. at High Energies*, Ed. N. B. Mistry, Cornell Univ., Ithaca, N. Y., p. 263-279.
34. C. N. Brown, C. R. Canizares, W. E. Cooper et al. *Phys. Rev.*, D8, 12 /1973/.
35. G. Hohler, E. Pietarinen. *TKP 20/74, Karlsruhe*, 1974.
36. S. Dubnička, V. A. Meshcheryakov. *Nucl. Phys.*, B83, 311 /1974/.
37. G. Adylov, F. Aliev, D. Bardin et al. *Phys. Lett.*, 51B, 402 /1974/.
38. M. K. Volkov, V. N. Pervushin. *Nuovo Cimento*, 27A, 277, 8, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 марта 1976 года.