

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



Б-484

18/IV-77

P1 - 10311

1441/2-77

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

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НУКЛОННОГО
И ПИОННОГО ФОРМФАКТОРОВ
ИЗ АНАЛИЗА РЕАКЦИИ $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$
ПРИ ЭНЕРГИИ 275 МэВ

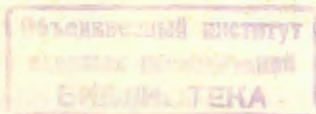
1976

P1 - 10311

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

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НУКЛОННОГО
И ПИОННОГО ФОРМФАКТОРОВ
ИЗ АНАЛИЗА РЕАКЦИИ $\pi^-p \rightarrow e^+ e^- n$
ПРИ ЭНЕРГИИ 275 МэВ

Направлено в ЯФ



Определение нуклонного и пионного формфакторов из анализа реакции $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ при энергии 275 МэВ

Из анализа угловых распределений событий реакции $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ определены величины изовекторного формфактора нуклона и формфактора π -мезона в области переданных импульсов от $1,5 \Phi^{-2}$ до $3,0 \Phi^{-2}$. Получены значения соответствующих электромагнитных радиусов. Определены вклады в сечение ОЭП состояний с различными поляризациями виртуального фотона. Сделана оценка угла рассеяния γ -кванта, при котором сечение реакции определяется только борновскими членами.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Berezhnev S.F. et al.

PI - 10311

Determination of the Nucleon and Pion
Form Factors from the Analysis of the Reaction
 $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ at 275 MeV

The isovector nucleon form factor F_1^v and the pion form factor are determined at nine values of a four-momentum transfer in the range between $1.5 \Phi^{-2}$ and $3.0 \Phi^{-2}$ from the analysis of the angle distributions for $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ (IEP) events. The values of relevant electromagnetic radii are obtained. The phenomenological analysis has been performed allowing to determine the contributions to the IEP cross section from the different polarization states of the virtual photon. The estimation of the γ -quantum scattering angle providing the cross section to be Born one has been made.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

ВВЕДЕНИЕ

Реакция обратного электроорождения пионов /ОЭП/

$\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ /1/

является источником информации об электромагнитной структуре нуклона и пиона в области времениподобных переданных импульсов ($k^2 > 0$). Дифференциальные сечения реакции /1/ были измерены при кинетической энергии пионов 275 МэВ по статистике $60^{1/}$, $190^{2/}$ и $750^{3/}$ событий. Экспериментальные данные анализировались /4-6/ с помощью дисперсионных моделей /7-9/, содержащих в качестве свободных параметров дираковский изовекторный формфактор $F_1^v(k^2)$ и формфактор пиона $F_\pi(k^2)$. В предположении о равенстве формфакторов

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

было обнаружено хорошее согласие экспериментальных и теоретических дифференциальных сечений и определены значения формфакторов при девяти значениях k^2 в интервале передач от $1,5 \Phi^{-2}$ до $3,0 \Phi^{-2}$ /4-6/. Для интерпретации дифференциальных сечений применялась /10/ также изобарная модель /11/.

В настоящей работе анализируются 980 событий ОЭП, полученных дополнением имевшегося ранее /3/ статистического материала, а также данные работ /1, 2/.

Величины F_1^v и F_π определялись в рамках дисперсионной модели /9/ с использованием теоретических значений /12-14/ разности формфакторов

$$\Delta(k^2) = F_1^v(k^2) - F_\pi(k^2). \quad /3/$$

Проведен также феноменологический анализ данных, позволивший модельно-независимым способом определить вклады в дифференциальное сечение ОЭП состояний с различной поляризацией фотона.

§1. Экспериментальные данные

Эксперимент выполнялся на мезонном канале синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ при кинетической энергии пионов 275 МэВ. Установка, с помощью которой детектировалась реакция /1/, описана в работах /15-23/. Амплитудно-временная информация с детекторов записывалась на магнитные ленты ЭВМ "Минск-22"; треки в искровых камерах фотографировались на киноплёнку. В результате измерений, длившихся 500 ч, было получено 460 тысяч фотографий и записана соответствующая этим событиям амплитудно-временная информация. После введения ряда предварительных критериев /3/ осталось 100000 снимков, которые были обработаны на автомате АЭЛТ-1 /24/. Обработка фильмовой информации и процедура выделения реакции /1/ описаны в работе /3/. В соответствии с указанными там идентификационными критериями была выделена группа событий, из которых 984 ± 44 случая принадлежали реакции ОЭП, 126 ± 14 - фоновым процессам и 105 ± 35 составляли фон от пустой мишени. Приведенные ошибки учитывают погрешности, возникающие при определении числа событий ОЭП и фона. Все события разбивались на пять групп в зависимости от значения k^2 . Число случаев и процент фоновых взаимодействий для каждой группы указаны в табл. 1.

Таблица 1

№	Интервал k^2	k^2	k^2	Число событий	Число фоновых событий	Про- цент фоно- вых со- бытий
		$\text{ГэВ}^2/\text{с}^4$	Ф^{-2}			
1	0,050+0,065	0,058	1,48	128	15	11,7
2	0,065+0,080	0,073	1,88	207	35	16,9
3	0,080+0,095	0,088	2,26	260	34	13,1
4	0,095+0,110	0,103	2,65	298	28	9,4
5	0,110+0,130	0,119	3,05	290	14	4,8

Значения формфакторов для каждой группы событий считались не зависящими от k^2 .

§2. Процедура определения формфакторов

По каждой из пяти групп событий формфакторы определялись сравнением экспериментальных и теоретических распределений по косинусу угла вылета (θ^y) виртуального фотона в (π^-p) с.с.м. /6,27,28/. Дифференциальные сечения рассчитывались по дисперсионной модели /9/, содержащей в качестве параметров дираковские и паулиевские изовекторные и изоскалярные формфакторы F_1^v , F_2^v , F_1^s , F_2^s и формфактор пиона F_π . Так как дифференциальные сечения слабо зависят от величин F_2^v , F_1^s , F_2^s /4,7,8/, то значения этих функций вычислялись по дипольной формуле. Формфакторы F_1^v и F_π считались действительными /5,14/. Если их варьировать как независимые параметры, то получающиеся значения имеют ошибки $\approx 80\%$. Существующие теоретические представления позволяют установить дополнительные соотношения между F_1^v и F_π , что приводит к значительному повышению точности их определения.

В настоящей работе анализ данных проводился для трех видов связи F_1^v и F_π . В первом варианте /анализ 1/ полагалось, что выполняется соотношение $F_1^v = F_\pi$.

В области времениподобных передач это равенство может быть только приближенным. Из-за особенностей амплитуды процесса

$$\pi\pi \rightarrow \overline{NN}, \quad /4/$$

среди которых основное значение имеет нуклонный полюс в t -канале ^{/30/} между формфакторами F_1 и F_π возникает некоторая разница даже при малых переданных импульсах. Конкретные значения $\Delta(k^2)$ зависят от того, какая модель использовалась при расчетах. Однако теоретическая неопределенность в этом случае может быть меньше погрешностей, возникающих при вычислении F_1^v и F_π , что связано с компенсацией ряда дисперсионных диаграмм, описывающих оба формфактора. Поэтому в качестве варьируемого параметра выбирался F_1^v , а значение F_π выражалось с помощью соотношения

$$F_\pi(k^2) = F_1^v(k^2) - \Delta(k^2). \quad /5/$$

В анализе II использовались значения $\Delta(k^2)$, вычисленные по работам ^{/13,14/}.

В работах ^{/12/} при рассмотрении электромагнитной структуры адронов в условии унитарности наряду с двухмезонным промежуточным состоянием была учтена $\pi\omega$ -система. Возникающая поправка улучшает описание данных по F_π и формфактору перехода $\gamma \rightarrow \pi^0\omega$.

Анализ III выполнялся с $\Delta(k^2)$, вычисленной в соответствии с работами ^{/12/}.

Заметим, что значения формфактора F_π , полученные в работах ^{/12-14/}, в интервале передач от нуля до $3,0 \Phi^{-2}$ хорошо описываются формулой

$$F_\pi(k^2) = \frac{1}{1 - Bk^2}. \quad /6/$$

§3. Результаты определения формфакторов

Формфакторы определялись сравнением экспериментальных дифференциальных сечений $d\sigma/d\cos\theta^\gamma$ с тео-

ретическими. Во всех трех анализах значения χ^2 и ошибки параметров практически совпадали, что указывает на отсутствие чувствительности распределений к величине $\Delta(k^2)$, если она мала. В табл. 2 приводятся значения F_1 , полученные при обработке экспериментальных данных настоящей работы и двух предыдущих ^{/1,2/}. Аналогичные значения для $F_\pi(k^2)$ приведены в табл. 3.

Таблица 2

В анализе	$K^2 [\frac{E\beta^2}{c^2}]$	0,056	0,067	0,073	0,078	0,087	0,088	0,103	0,112	0,119
I	$F_1^v(k^2)$	0,90	1,12	1,00	1,07	1,13	1,06	1,12	1,21	1,26
II	$F_1^v(k^2)$	0,93	1,16	1,04	1,14	1,22	1,13	1,20	1,32	1,36
III	$F_1^v(k^2)$	0,92	1,15	1,03	1,13	1,21	1,12	1,19	1,31	1,35
	полная ошибка	$\pm 0,09$	$\pm 0,10$	$\pm 0,08$	$\pm 0,16$	$\pm 0,10$	$\pm 0,09$ $- 0,08$	$\pm 0,09$ $- 0,08$	$\pm 0,10$	$\pm 0,08$
	статистическая ошибка	$\pm 0,07$	0,07	$\pm 0,05$		0,06	$\pm 0,05$	$\pm 0,06$	0,07	$\pm 0,04$
	χ^2 ($\chi^2 = 7$)	9,2		13,1			5,1	14,7		5,06
	Данные	настоящая работа	/2/	настоящая работа	/1/	/2/	настоящая работа	настоящая работа	/2/	настоящая работа

Таблица 3

В анализе	$K^2 [\frac{E\beta^2}{c^2}]$	0,056	0,067	0,073	0,078	0,087	0,088	0,103	0,112	0,119
I	$F_\pi(k^2)$	0,90	1,12	1,00	1,07	1,13	1,06	1,12	1,21	1,26
II	$F_\pi(k^2)$	0,85	1,04	0,91	0,99	1,04	0,95	1,01	1,12	1,16
III	$F_\pi(k^2)$	0,85	1,05	0,93	1,01	1,06	0,97	1,04	1,15	1,19
	полная ошибка	0,09	0,10	0,08	0,16	0,10	$\pm 0,09$ $- 0,08$	$\pm 0,09$ $- 0,08$	0,10	0,08
	статистическая ошибка	0,07	0,08	0,07		0,08	0,07	0,07	0,08	0,07

Ошибки по определению совпадают с погрешностями в $F_1(k^2)$. Максимальное различие в величинах формфакторов, полученных в анализах II и III, не превышает 3%.

Значения формфакторов F_π , приведенные в табл. 3 /анализ II/, использовались для определения электромагнитного радиуса π -мезона. Зависимость формфактора пиона от k^2 задавалась в двух видах:

$$F_\pi = A(i) + \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle k^2 \quad /7/$$

$$F_\pi = \frac{A(i)}{1 - Bk^2} \quad /8/$$

Нормировочные параметры вводились для данных работы /2/(A(2)) и данных настоящей работы (A(3)), с тем чтобы учесть ошибки абсолютных измерений.

Аппроксимация всей совокупности значений F_π по методу наименьших квадратов показала, что формула /8/ приводит к меньшим значениям χ^2 и меньшим ошибкам параметров. Поэтому в дальнейшем будут обсуждаться только результаты, полученные с этой аппроксимирующей функцией.

В табл. 4 приведены характеристики аппроксимирующих функций /8/, проведенных через всю совокупность значений F_π , и соответствующие значения среднеквадратичных радиусов.

Таблица 4

Анализ	$\bar{\chi}^2$	$\dot{\chi}^2$	$A(2) \pm \delta A(2)$	$A(3) \pm \delta A(3)$	$r_\pi \pm \delta r_\pi$	$\delta r_\pi \sqrt{\frac{\chi^2}{\chi^2}}$
1	8	11,5	0,94 \pm 0,04	0,89 \pm 0,04	0,70 \pm 0,06	0,07
2	8	16,7	0,93 \pm 0,05	0,87 \pm 0,04	0,60 \pm 0,08	0,11
3	8	16,8	0,92 \pm 0,05	0,86 \pm 0,04	0,66 \pm 0,07	0,10

Значения формфакторов, полученные в результате анализов II, III, так же как и форма теоретических кривых /см. рис. 1,2/, показывают, что в области переданных импульсов от 0 до 3,0 Φ^{-2} трудно подобрать однопараметрическую функцию, достаточно хорошо аппроксимирующую зависимость формфактора F_1^V от k^2 . Поэтому для определения изовекторного радиуса нуклона использовалось теоретическое значение величины

$$r_1^V - r_\pi = 0,13, \quad /9/$$

где $r_1^V/13/$, $r_\pi/14/$ соответствуют расчетам, использованным для определения разности $(F_1^V - F_\pi)$ анализа II.

Таким образом, были получены следующие значения:

$$r_\pi = 0,60 \pm 0,11, \quad /10/$$

$$r_1^V = 0,73 \pm 0,11^* \quad /11/$$

Для сравнения в табл. 5 приведены имеющиеся данные о нуклонном и пионном радиусах.

Таблица 5

Вид анализа	Значение радиуса	Ссылка
Эксперимент по (πe^-) -рассеянию	$r_\pi = 0,57 \pm 0,06$	/35/
Эксперимент по прямому электропроизведению пиона (рассеяние вперед, модель Берелдса)	$r_\pi = 0,780 \pm 0,024$	/36/
Теоретический анализ данных по (πN^-) , $(e N^-)$, $(e^+ e^-)$ -взаимодействиям	$r_\pi^* = 0,76 (\sim \pm 2\%)$	/13/
Теоретический анализ данных по реакции $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (параметризация типа Гунариса-Сакураи)	$r_\pi = 0,63$	/14/
Теоретический анализ данных по формфактору π -мезона с учетом $\pi\omega$ -состояния в условии унитарности для F_π	$r_\pi = 0,66 \pm 0,09$	/2/
Расчет с помощью суперпропагаторного метода	$r_\pi = 0,65$	/33/
Теоретический анализ данных по формфактору π -мезона	$r_\pi = 0,68 \pm 0,01$	/34/

* Аппроксимация значений F_1^V кривой /8/ дает $r_1^V = 0,79 \Phi$.

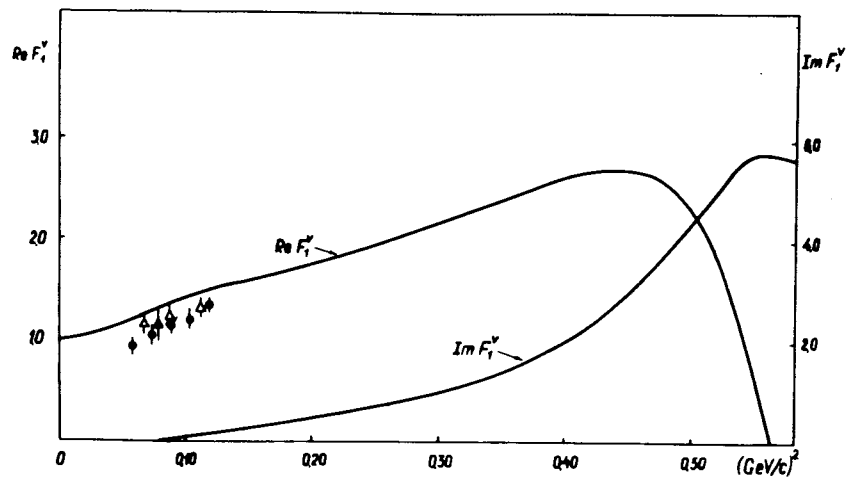


Рис. 1. Изовекторный формфактор нуклона. ● - настоящая работа, Δ - работа /2/, ▲ - работа /1/. При определении формфакторов использовались значения $(F_1^V - F_\pi^V)$, вычисленные в соответствии с /13,14/. Сплошные кривые - результаты расчетов /13,14/.

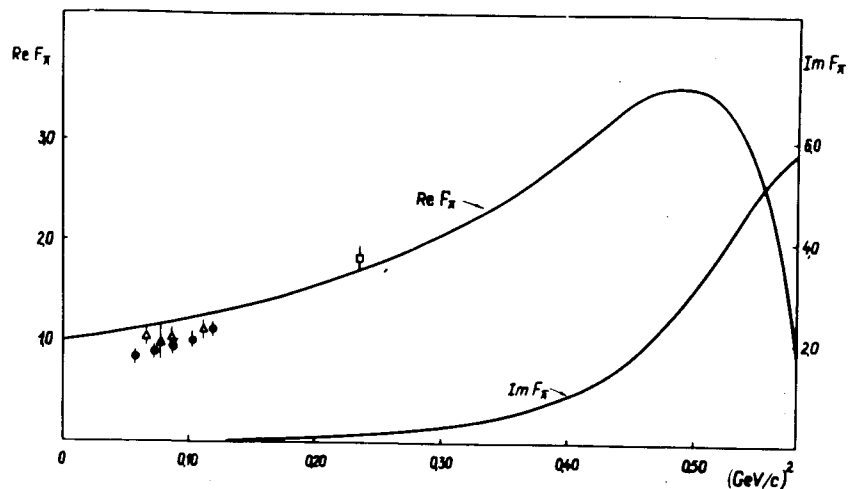


Рис. 2. Формфактор пиона. ● - настоящая работа, Δ - работа /2/, ▲ - работа /1/. Использовались значения $(F_1^V - F_\pi^V)$, вычисленные в соответствии с /13,14/. Сплошные кривые - результаты расчетов /13,14/.

§4. Оценка угла компенсации

В работе /31/ дифференциальное сечение фоторождения было представлено в форме

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_{\text{борн.}}}{dt} + \Phi(s, t, k^2),$$

где первое слагаемое обозначает борновскую часть сечения, а второе - вклад от взаимодействия в конечном состоянии и его интерференции с борновской амплитудой. Из анализа экспериментальных данных по фоторождению было показано, что при каждом значении s существует t , обращающее $\Phi(s, t, k^2)$ в ноль.

В рамках дисперсионной модели установлено, что при переходе к ОЭП значение t_k , найденное из данных по фоторождению, не меняется /9/. Эти результаты дают возможность при исследовании ОЭП осуществлять модельно-независимый анализ экспериментальных данных, отбирая события, имеющие t , близкие к t_k .

В настоящей работе по каждой из 5 групп событий были найдены значения углов, при которых $\Phi(s, t, k^2)$ обращается в ноль. Для этого в каждой группе событий по экспериментальным точкам проводилась плавная кривая, наилучшим образом аппроксимирующая значения $d\sigma/d\cos\theta^Y$, и находился угол, при котором борновская часть сечения совпадала с плавной кривой. Значения пяти углов в пределах ошибок совпадали. Среднее значение угла по всей области k^2 равно:

$$\theta_k^Y = 70^\circ \pm 7^\circ. \quad /12/$$

Величина угла, при котором происходит компенсация в соответствующей реакции фоторождения, равна /31/:

$$\theta_k^Y = 70^\circ.$$

Таким образом, значение угла компенсации сохраняется при переходе от точки $k^2=0$ в область времениподобных передач, что соответствует выводам работы /9/.

§5. Определение вкладов в сечение ОЭП состояний с различными поляризациями фотона

Сечение реакции ОЭП можно представить в виде /7/

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\gamma d\Omega_e dk^2} = \sum_{i=1}^4 R_i T_i = \sum d\sigma_i. \quad /13/$$

Здесь k^2 - квадрат переданного четырехимпульса; Ω_γ , Ω_e - телесные углы рассеяния γ -кванта и электрона; i - индекс, определяющий поляризацию фотона; T_i описывает процесс

$$\pi^- p \rightarrow \gamma^* n \quad /14/$$

с поперечными неполяризованными виртуальными γ -квантами, T_2 соответствует процессу с поперечно-поляризованными фотонами, T_4 - с продольно-поляризованными, T_3 описывает интерференцию продольно- и поперечно-поляризованных фотонов; $d\sigma_i$ - соответствующие дифференциальные сечения; коэффициенты R_i суть известные функции переменных k^2 , $\cos\phi$ / ϕ - угол между плоскостью реакции /14/ и плоскостью e^+e^- -пары/ и $\cos\theta^e$ / θ^e - угол между импульсами электрона и нейтрона в с.ц.н. e^+e^- -пары/.

Конкретный вид T_i зависит от используемой теоретической модели. В настоящей работе T_i определялись непосредственно из экспериментальных данных без привлечения какой-либо модели. Двумерное распределение событий ОЭП по переменным $\cos\phi$ и $\cos\theta^e$ аппроксимировалось функцией /13/, коэффициенты R_i вычислялись методом Монте-Карло с учетом реальных условий эксперимента, T_i определялись как варьируемые параметры. Найденные оценки сечений $d\sigma_i$ приведены в табл. 6 /первая строка/. Во второй строке указаны значения сечений, вычисленные по дисперсионной модели /9/. Зависимость формфакторов F_1^V и F_π от k^2 бралась в виде /8/ с параметрами А и В, определенными в анализе II.

Оценки относительного вклада каждого из сечений в полное сечение процесса ОЭП приведены в нижней строке таблицы.

Таблица 6

$d\sigma_1 \cdot 10^{33} \text{ см}^2$	$d\sigma_2 \cdot 10^{33} \text{ см}^2$	$d\sigma_3 \cdot 10^{33} \text{ см}^2$	$d\sigma_4 \cdot 10^{33} \text{ см}^2$
2,57±0,38	-0,26±0,13	0,17±0,05	1,05±0,28
2,89	-0,20	-0,12	0,92
72,8%	-7,4%	4,8%	29,7%

Видно, что предсказания дисперсионной модели относительно величин $d\sigma_1$, $d\sigma_2$ и $d\sigma_4$, дающих основной /~96%/ вклад в сечение процесса /1/, хорошо согласуются с экспериментальными оценками; теоретическое значение $d\sigma_3$ отличается от экспериментального на несколько ошибок.

Далее исследовалась зависимость сечений $d\sigma_i$ от k^2 . События разбивались на пять интервалов по k^2 , так же как это делалось при определении формфакторов /см. табл. 1/. Для каждой группы проводился феноменологический анализ двумерного распределения по $\cos\phi$ и $\cos\theta^e$. Таким образом были получены величины $d\sigma_i$ для пяти значений k^2 . Результаты представлены на рис. 3. Сплошные кривые рассчитаны по дисперсионной модели. Видно, что модель хорошо описывает поведение сечений $d\sigma_1$, $d\sigma_2$ и $d\sigma_4$, соответствующих измерению поперечных и продольных фотонов. Теоретическая кривая, описывающая интерференционный член $d\sigma_3$, несколько отличается от экспериментальных оценок. Этот факт может объясняться как несовершенством модели, так и систематической ошибкой, сказывающейся на измерении малой величины /вклад $d\sigma_3$ не превышает 5%/ . Как показали расчеты /32/, сечение $d\sigma_1$ в одинаковой степени зависит от дираковского изовекторного формфактора нуклона F_1^V и формфактора пиона F_π . Величина $d\sigma_4$ зависит, в основном, от F_1^V : изменение F_1^V на 10% меняет $d\sigma_4$ на 14%, в то время как изменение F_π на 10% меняет $d\sigma_4$ всего лишь на 4%. Таким образом, если величина $d\sigma_4$ известна с малой ошибкой, то можно с хорошей точностью определить F_1^V даже при использовании грубой оценки формфактора F_π . Так как $d\sigma_4$

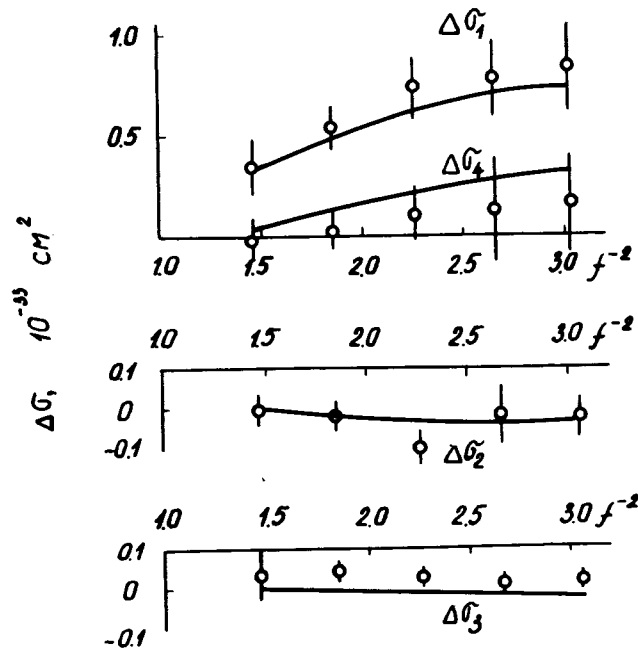


Рис. 3. Вклады в дифференциальное сечение ОЭП состояний с различными поляризациями фотона. Сплошные кривые рассчитаны по дисперсионной модели ¹⁹⁾.

определяется только борновскими членами ¹⁹⁾, то найденная таким способом величина не будет зависеть от модельных неопределенностей.

Авторы глубоко признательны Л.И.Лapidусу и Б.М.Понтекорво за постоянный интерес к работе; В.М.Будневу, С.Б.Герасимову, В.В.Серебрякову, Ю.С.Суровцеву, Ф.Г.Ткебучаве и Г.Хелеру за многочисленные обсуждения и ценные указания.

Авторы выражают глубокую благодарность В.М.Будневу, Н.М.Будневу, В.В.Серебрякову и Г.Хелеру и И.Стефанеску за предоставление расчетов формфакторов.

Литература

1. Ю.К.Акимов, С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов и др. ЯФ, 13, 748, 1971.
2. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов и др. ЯФ, 17, 85, 1973.
3. В.В.Ализаде, С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов и др. ОИЯИ, Р1-9478, Дубна, 1976.
4. С.Ф.Бережнев, Л.С.Вертоградов, А.В.Демьянов и др. ЯФ, 16, 185, 1972.
5. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов и др. ЯФ, 18, 102, 1973.
6. С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, А.В.Демьянов и др. ОИЯИ, Р1-9575, Дубна, 1976.
7. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ОИЯИ, Р2-4561, Дубна, 1969.
8. S.Fibini, Y.Nambu, V.Watagin. Phys.Rev., 111, 329 (1958).
9. Т.Д.Блохинцева, Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 21, 850, 1975.
10. Г.И.Смирнов. ОИЯИ, Р1-9574, Дубна, 1976.
11. Г.И.Смирнов, Н.М.Шумейко. ЯФ, 17, 1266, 1973.
12. В.М.Буднев, Н.М.Буднев, В.В.Серебряков. ЯФ, 24, 145, 1976. N.M.Budnev, V.M.Budnev and V.V.Serebryakov. ИМ СОАН, ТФ-89, Новосибирск, 1976.
13. G.Höhler, F.Borkowski, E.Pietarinen et al. Preprint TKP 76/1, Karlsruhe, 1976.
14. G.Höhler, E.Pietarinen. Nucl.Phys., B95 (1975) 210.
15. А.В.Демьянов, А.В.Купцов, В.П.Курочкин и др. ОИЯИ, 13-7683, Дубна, 1974.
16. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Купцов и др. ОИЯИ, 6192, Дубна, 1971.
17. В.Ф.Борейко, Ю.Г.Будяшов, Ю.М.Валуев и др. ОИЯИ, 13-6396, Дубна, 1973.
18. А.Н.Синаев, А.А.Стахин. ОИЯИ, 13-7656, Дубна, 1973.
19. Б.Ю.Семенов, К.Ф.Херрманн. ОИЯИ, 13-6975, Дубна, 1973.
20. В.А.Антюхов, Б.Ю.Семенов. ОИЯИ, 13-7085, Дубна, 1973.
21. А.П.Кустов, С.В.Медведь, И.А.Панько и др. ОИЯИ, 10-7075, Дубна, 1973.
22. В.В.Ализаде, А.В.Демьянов, Д.М.Хазинс, ПТЭ, №4, 33, 1975.
23. В.В.Ализаде, А.В.Демьянов, Д.М.Хазинс. ПТЭ, №4, 31, 1975.
24. A.S.Burov et al. AELT-1 and AELT-2 CRT Scanning Devices, Proc. Pxford Conference on Computer Scanning, 2-5 April, 1974, England.

25. В.Я.Алмазов, И.Г.Голутвин, В.Д.Инкин и др. ОИЯИ, 1352, Дубна, 1963.
26. С.Ф.Бережнев, Л.Л.Неменов. Б1-1-9887, Дубна, 1976.
27. С.Ф.Бережнев, Г.И.Смирнов. ОИЯИ, Р10-8945, Дубна, 1975.
28. С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, Г.И.Смирнов. ОИЯИ, Р1-9174, Дубна, 1975.
29. Г.И.Смирнов. ОИЯИ, Р1-6289, Дубна, 1972.
30. W.R.Frazer and S.R.Fulco. Phys.Rev., 117, 1603, 1960.
31. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 21, 753, 1975.
32. С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, Л.Л.Неменов. ОИЯИ, Р1-9874, Дубна, 1976.
33. М.К.Волков, В.Н.Первушин. ЯФ, 19, 652, 1974.
M.K.Volkov, V.N.Pervushin. Nuovo Cim., 27A, 277 (1975).
34. S.Dubnicka, V.A.Meshcheryakov. Nucl.Phys., B83, 311 (1974).
35. E.Dall'ý, A.Lennox, E.Tsyganov et al. XVIII Int.Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, submit paper N 793 (A7-12).
36. C.J.Bebec, C.N.Brown, M.Herzlinger et al. Phys.Rev., D13, 25 (1976).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1976 года.