

6934

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



6934

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАГ

P1 - 6934

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

ИЗМЕРЕНИЕ ПИОННОГО И НУКЛОННОГО
ФОРМФАКТОРОВ ПРИ ЗНАЧЕНИЯХ

ВРЕМЕНИ ПОДОБНОГО ПЕРЕДАВАЕМОГО

ЧЕТЫРЕХ ИМПУЛЬСА $k^2 = 1,7 \text{ f}^{-2}$,

$2,2 \text{ f}^{-2}$ И $2,9 \text{ f}^{-2}$

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

С.Ф. Бережнев,¹ А.В. Демьянов, А.В. Куликов,¹
А.В. Купцов, В.П. Курочкин, Г.Г. Мкртчян,²
Л.Л. Неменов, Ж.П. Пустыльник, Г.И. Смирнов,
А.Г. Федунов, Д.М. Хазинс

ИЗМЕРЕНИЕ ПИОННОГО И НУКЛОННОГО
ФОРМФАКТОРОВ ПРИ ЗНАЧЕНИЯХ
ВРЕМЕНИ ПОДОБНОГО ПЕРЕДАВАЕМОГО
ЧЕТЫРЕХИМПУЛЬСА $k^2 = 1,7 f^{-2}$,
 $2,2 f^{-2}$ И $2,9 f^{-2}$

Направлено в ЯФ

¹ НИИЯФ МГУ

² Ереванский физический институт

Summary

The first experimental estimates of the nucleon formfactor $F_1^V(k^2)$ in the time-like region were reported in paper^{/2/}. These estimates as well as the estimates of the pion electromagnetic formfactor $F_\pi(k^2)$ were obtained at the four-momentum transfer $k^2 = 2 f^{-2}$ from the analysis of the data on the $\bar{\pi}^- p \rightarrow e^+ e^- n$ reaction in the Δ (1236) resonance region. This paper represents an analysis of new data on the $\bar{\pi}^- p \rightarrow e^+ e^- n$ process obtained by authors^{/1/}.

It is shown that theoretical description of the process in question in this particular region ($w = \sqrt{s} = 1296$ MeV) is much more simpler than that of photo- and electroproduction processes.

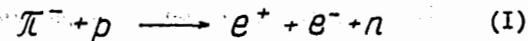
Both the pion electromagnetic formfactor $F_\pi(k^2)$ and the isovector Dirac-nucleon formfactor $F_1^V(k^2)$ were assumed to be real in this region of small four-momentum transfers: $k^2 = 1.7 f^{-2}$, $2.2 f^{-2}$ and $2.9 f^{-2}$.

It is shown that the model fits all experimental distributions well in assumption of equality $F_\pi(k^2) = F_1^V(k^2)$. In this assumption the values of formfactors at the mentioned above four-momentum transfers are $F_\pi(k^2) = F_1^V(k^2) = 1.10 \pm 0.07$, 1.14 ± 0.06 , 1.30 ± 0.07 . The value of electromagnetic radius in this case is $r_\pi = r_{F_1^V} = (0.75 \pm 0.14) f$ and is consistent with the value determined in the eN elastic scattering $r_{F_1^V} = 0.82 f$.

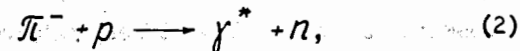
The parameters $F_\pi(k^2)$ and $F_1^V(k^2)$ being assumed independent, the determination of formfactors is possible only at $k^2 = 2.9 f^{-2}$:

$$F_\pi(k^2) = \begin{matrix} 1.2 & + & 0.2 \\ & - & 0.3 \end{matrix}, \quad F_1^V(k^2) = \begin{matrix} 1.4 & + & 0.1 \\ & - & 0.2 \end{matrix}.$$

Исследование реакции обратного электророждения пионов (ОЭП)



представляет интерес по двум причинам. Во-первых, из данных по этому процессу можно, не прибегая к моделям, определить дифференциальные сечения реакции обратного фоторождения:



где γ^* - виртуальный фотон с времениподобным 4-х импульсом k ($k^2 > 0$). Во-вторых, измерение дифференциальных сечений реакции (1) позволяет изучить электромагнитную структуру пиона и нуклона в области времениподобных переданных импульсов^{/1-3/}.

Для исследования электромагнитной структуры адронов изучение реакции (1) при промежуточных энергиях пионов 100 + 360 МэВ ($1,3 f^{-2} < k_{max}^2 < 4,4 f^{-2}$) имеет следующие преимущества:

а) для этого интервала энергий возможно применение теоремы Ватсона-Ферми^{/19/}, позволяющее осуществить последовательное теоретическое описание ОЭП с помощью дисперсионных соотношений для мультипольных амплитуд;

б) при этих энергиях не возбуждается резонанс Δ (1518). Поэтому в квазипороговой области дифференциальные сечения ОЭП определяются в основном борновскими членами^{/6/};

в) при выполнении мультипольного анализа можно рассматривать ограниченное число состояний πN -системы с полным моментом $J = 1/2, 3/2$ ^{/5,7/};

г) дифференциальные сечения чувствительны как к формфактору пиона $F_{\pi}(k^2)$, так и к изотопвекторному формфактору нуклона $F_1^V(k^2)$;

д) при $2f^{-2} \leq k^2 \leq 4,4f^{-2}$ мнимая часть формфактора пиона пренебрежимо мала.

Если реакция (I) исследуется при остановках π^- -мезонов в водороде, то вследствие малой величины переданных импульсов экспериментальные распределения слабо зависят от формфакторов адронов /8,9/. При высоких энергиях ($E_{\pi} > 3$ Гэв) дифференциальные сечения определяются, в основном, теми значениями формфактора пиона /10/, которые к настоящему времени измерены в экспериментах на встречных пучках /11/.

Первый результат по ОЭП в промежуточной области энергий был получен в работе /1/, где наблюдалось (63 ± 18) событий реакции (I) при кинетической энергии пионов 275 Мэв (полная энергия в πN с.ц.и. равна $W = 1295$ Мэв). Эти данные анализировались /2/ с помощью дисперсионной модели, которая содержала в качестве свободных параметров F_{π} , F_1^V и формфактор G_M^* , входящий в амплитуду магнитного дипольного перехода M_{1+} . Было показано /2/, что в дифференциальные сечения основной вклад ($\sim 97\%$) дают борновские члены, а вклад от перехода M_{1+} компенсируется интерференцией M_{1+} с борновской частью амплитуды. Поэтому сечение реакции оказалось зависящим практически 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 , углу между импульсом пиона и фотона в πp - с.ц.и. θ^x , углу между импульсом нейтрона и электрона в (e^+e^-) - с.ц.и. θ и углу

между плоскостью реакции (2) и плоскостью распада фотона φ . Наилучшее согласие теории и эксперимента в предположении о равенстве формфакторов было получено при

$$F_{\pi} = F_1^V = 1,07 \pm \begin{matrix} 0,14 \\ 0,17 \end{matrix} \quad (3)$$

при среднем значении квадрата переданного импульса $\bar{k}^2 = 2f^{-2}$.

В настоящей работе анализируются новые экспериментальные данные /3/, полученные при $W = 1295$ Мэв. Обсуждается квазипороговое поведение амплитуды реакции (I) /6/, существенно упрощающее теоретическую интерпретацию ОЭП по сравнению с фото- и электророждением пионов; излагается приближение, использованное при введении параметров, входящих в амплитуду реакции (2); описывается процедура определения F_{π} , F_1^V и соответствующих электромагнитных радиусов.

I. Квазипороговое поведение амплитуды обратного электророждения пионов

Теоретическая интерпретация ОЭП для некоторой области оказывается существенно проще, нежели анализ фото- и электророждения пионов.

Рассмотрим при фиксированном значении W рождение фотонов с "массами", близкими к величине m_{γ}^{max} , равной:

$$m_{\gamma}^{max} \equiv \sqrt{k_{max}^2} = W - M, \quad (4)$$

где M - масса нуклона.

Следя работе /6/, рождение фотонов с массами, близкими к m_{γ}^{max} , будем называть квазипороговым процессом. Для него

характерны небольшие значения трехмерного импульса фотона \vec{k} , при которых поведение мультипольных амплитуд описывается соотношениями /12/

$$\begin{array}{ll} M_{\ell\pm} \sim |\vec{k}|^{\ell} & \ell > 1 \\ E_{\ell+} \sim |\vec{k}|^{\ell} & \ell > 0 \\ E_{\ell-} \sim |\vec{k}|^{\ell-2} & \ell > 2 \\ L_{\ell+} \sim |\vec{k}|^{\ell} & \ell > 0 \\ L_{\ell-} \sim |\vec{k}|^{\ell-2} & \ell > 2 \\ L_{\ell-} \sim |\vec{k}|^{\ell} & \ell = 1, \end{array} \quad (5)$$

где M , E , L обозначают соответственно магнитные, электрические и продольные мультипольные амплитуды, а знак + (-) показывает, что полный момент системы J^*N получается из орбитального момента пиона ℓ прибавлением (вычитанием) $I/2$. Из соотношений (5) следует, что при любом значении W в квазипороговой области основными являются только четыре амплитуды:

$$E_{0+}, E_{2-}, L_{0+}, L_{2-}, \quad (6)$$

а остальные переходы оказываются подавленными /6/.

Если начальная энергия пионов не превышает 360 Мэв ($W < 1355$ Мэв), то Δ (1518) не возбуждается и основной вклад в главные мультиполи ($E_{0+}, E_{2-}, L_{0+}, L_{2-}$) дают борновские члены. Поправки к борновским мультиполям в основном обусловлены дисперсионными интегралами от мнимой части M_{1+} /4,5/. Вследствие подавления этого перехода поправки будут малы.

2. Параметры модели

Дифференциальные сечения вычислялись по формулам работы /13/. Амплитуда реакции (2), входящая в эти соотношения, записывалась

в упрощенной форме /14/, учитывающей электрический дипольный переход E_{0+} , магнитный дипольный переход M_{1+} и мезонный ток в борновском приближении. Параметрами использованного варианта модели при фиксированном значении k^2 являются $F_{\pi}(k^2)$, $F_1^V(k^2)$ и $G_M^V(k^2)$. Как было показано в работе /2/, в условиях настоящего опыта влияние величины G_M^V на дифференциальные сечения практически отсутствует. Поэтому теоретические распределения оказываются зависящими только от двух формфакторов $F_{\pi}(k^2)$ и $F_1^V(k^2)$. Следует подчеркнуть, что F_{π} и F_1^V входят в полюсную часть амплитуды виртуального фоторождения, являясь сомножителями в вычетах. Так как вычеты берутся в точке, где виртуальные частицы находятся на массовой поверхности, то F_{π} и F_1^V зависят только от k^2 и являются аналитическими продолжениями в область времениподобных передач формфакторов, входящих в амплитуду упругого $e\pi$ - и eN -рассеяния.

Формфактор π -мезона, начиная с $k^2 > 4m_{\pi}^2$, становится комплексным. При малых k^2 в выражении для его мнимой части можно ограничиться двухпионным промежуточным состоянием /14/:

$$\text{Im } F_{\pi}(k^2) = \text{Re } F_{\pi}(k^2) \text{tg } \delta_1', \quad (7)$$

где δ_1' - фаза $\pi\pi$ -рассеяния в состоянии $I = J = 1$. Вплоть до значений $\sqrt{k^2} = 500$ Мэв δ_1' мала ($\text{tg } \delta_1' \approx \delta_1'$) и хорошо аппроксимируется зависимостью:

$$\delta_1' = a_1^1 \eta^3, \quad \eta = \sqrt{\frac{k^2}{4} - m_{\pi}^2}, \quad (8)$$

где a_1^1 - длина рассеяния, равная /15/:

$$a_1^1 = 0,036 \pm 0,002 \quad (9)$$

(комптоновская длина волны пиона принята за единицу). Из формул (7), (8), (9) следует, что даже при $k^2 = 3f^{-2}$ мнимая часть F_π пренебрежимо мала, составляя 2% от реальной.

Надежных количественных оценок для мнимой части F_1^V получить в настоящее время нельзя. В данной работе предполагалось, что при $k^2 \leq 3f^{-2}$ $Im F_1^V(k^2) = 0$.

3. Определение формфакторов

Для определения формфакторов $F_\pi(k^2)$ и $F_1^V(k^2)$ анализировались 234 случая, идентифицированные в нашей предыдущей работе [3]. Эти события разбивались на три группы в зависимости от значения k^2 (таблица I).

Таблица I

№ группы	I	2	3
Интервал k^2 в $(GeV/c^2)^2$	0.050+0.075	0.075+0.100	0.100+0.150
Среднее значение k^2 $(GeV/c^2)^2$	0.067	0.087	0.112
(f^{-2})	1.72	2.23	2.88
Число событий	53	83	98

Для каждой группы строились распределения событий по трем независимым переменным: $Cos \theta^x$, $Cos \theta$, $Cos \varphi$ (рис. I). Дифференциальные сечения сравнивались с теоретическими, которые моделировались методом Монте-Карло для реальных значений формфакторов, лежащих в пределах

$$0 < F_\pi, F_1^V \leq 2$$

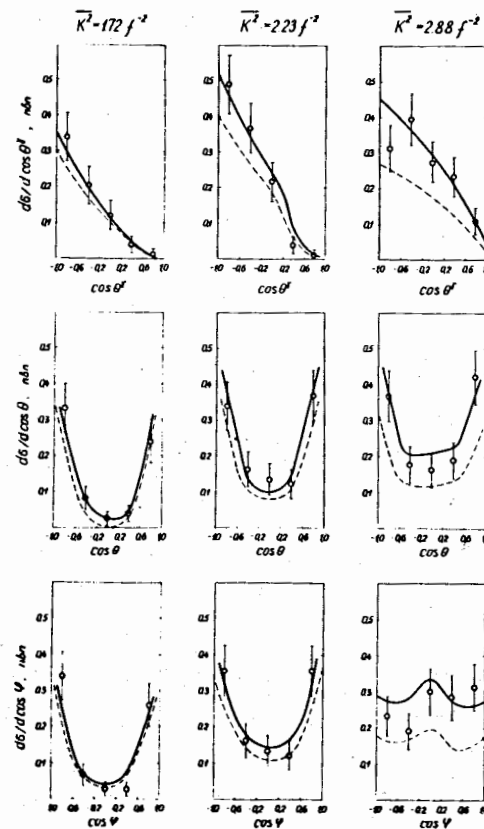


Рис. I. Распределения событий по углу вылета фотона в (πN) - с.ц.и. θ^x , углу между электроном и нейтроном в с.ц.и. θ и углу между плоскостью реакции $\pi^- p \rightarrow \gamma^* + n$ и плоскостью распада γ^* на электрон и позитрон φ . Распределения построены для средних значений квадратов переданного импульса $1,7f^{-2}$, $2,2f^{-2}$, $2,9f^{-2}$. Пунктирные кривые вычислены в предположении о точности пиона и нуклона ($F_\pi = F_1^V = 1$). Сплошные кривые рассчитаны со значениями формфакторов, приведенными в таблице II.

и изменявшихся с шагом 0,05. Для каждой комбинации значений F_{π} и F_1^V теоретическое распределение по $\cos\theta^{\delta}$ сравнивалось с экспериментальным и вычислялось соответствующее значение χ^2 .

Для случая точечных частиц

$$F_{\pi}(k^2) = F_1^V(k^2) = 1$$

модель хорошо описала распределение по $\cos\theta^{\delta}$ для событий первой группы ($\chi^2 = 2,7$, $\bar{\chi}^2 = 4^{\text{ж}}$), хуже - для второй ($\chi^2 = 9,1$, $\bar{\chi}^2 = 5$) и третьей ($\chi^2 = 32$, $\bar{\chi}^2 = 5$). Соответствующие кривые нанесены на рисунке пунктирной линией. При $k^2 = 1,7 f^{-2}$ влияние формфакторов на дифференциальные сечения должно быть относительно слабым. Поэтому хорошее согласие экспериментальных данных для этой точки с вычисленными распределениями дает основание использовать модель для определения формфакторов. Так как модель не учитывает ряда мультиполей, влияние которых незначительно только в квазипороговой области, то согласие теории и эксперимента можно рассматривать как указание на квазипороговое поведение амплитуды реакции (2) уже при $k^2 = 1,7 f^{-2}$. Вследствие этого точность теоретического описания должна улучшаться по мере увеличения k^2 (при фиксированном W). Отсутствие согласия между теорией и экспериментом при $k^2 = 2,2 f^{-2}$ и $2,9 f^{-2}$ вероятнее всего обусловлено влиянием структуры адронов, а не модельными неопределенностями.

Из экспериментов по электророжению пионов следует [16], что при $k^2 < 0$ выполняется соотношение:

$$F_{\pi}(k^2) = F_1^V(k^2) \quad (10)$$

* Здесь и ниже $\bar{\chi}^2$ означает ожидаемое значение величины χ^2 .

При анализе данных по ОЭП предполагалось, что соотношение (10) выполняется и во времениподобной области переданных импульсов. Значения параметров определялись из анализа сечений $\frac{d\sigma}{d\cos\theta^{\delta}}$. Найденные значения параметров приводятся в таблице II.

Таблица II

k^2	$F_{\pi} = F_1^V$	χ^2	$\bar{\chi}^2$
$1,7 f^{-2}$	$1,10 \pm 0,07$	1,0	3
$2,2 f^{-2}$	$1,14 \pm 0,06$	3,6	4
$2,9 f^{-2}$	$1,30 \pm 0,07$	3,0	4

Из таблицы II следует, что предположение о равенстве формфакторов и отсутствии $Im F_1^V$ позволяет хорошо описать $\frac{d\sigma}{d\cos\theta^{\delta}}$. Соответствующие расчетные кривые изображены на рис. I сплошными линиями. Полученные значения параметров использовались для вычисления распределений по двум другим независимым переменным $\cos\theta$ и $\cos\varphi$ (сплошные линии на рис. I). Видно, что дифференциальные сечения по этим переменным также хорошо описываются теоретическими кривыми с параметрами, взятыми из таблицы II. Следует заметить, что распределения по $\cos\theta$, $\cos\theta^{\delta}$ и $\cos\varphi$ для каждого значения k^2 получены по одной и той же группе событий и не являются полностью независимыми.

Ошибки, приведенные для формфакторов в таблице II и на рис. I, являются чисто статистическими и не включают погрешность в значении полного сечения. Если учесть эту погрешность, то значения формфакторов одновременно изменятся на величину $\pm 8\%$, которая

должна быть сложена квадратично с ошибками, приведенными в таблице II. Среди анализируемых событий имеется $(20 \pm 7)\%$ фоновых случаев, большая часть которых генерирована на стенках аппендикса мишени. Вклад фоновых событий в полное сечение учитывался. Влияние фона на форму дифференциальных сечений не рассматривалось, ввиду отсутствия достаточной информации о характере фоновых распределений. Однако фактически влияние фона на величины формфакторов учитывалось в достаточной степени, так как в предположении $F_{\pi} = F_1^V$ значения формфакторов в основном зависят от величин полных сечений.

По данным, полученным в предположении $F_{\pi}(k^2) = F_1^V(k^2)$, был определен электромагнитный радиус. При этом ошибки для формфакторов при $k^2 = 1,7 f^{-2}, 2,2 f^{-2}, 2,9 f^{-2}$ брались из таблицы II, а погрешность $\pm 8\%$ приписывалась величине $F_{\pi}(0) = F_1^V(0) = 1$. Четыре полученных значения хорошо ($\chi^2 = 1,5, \chi^2 = 2$) аппроксимировались зависимостью:

$$F_1^V(k^2) = 1 + \frac{1}{6} Z_{F_1^V}^2 k^2 \quad (II)$$

при значении

$$Z_{F_1^V} = Z_{F_{\pi}} = (0,75 \pm 0,14) f. \quad (I2)$$

Полученное значение электромагнитного радиуса хорошо совпадает с величиной, измеренной в экспериментах по упругому EN -рассеянию /17/

$$Z_{F_1^V} = 0,82 f.$$

Значения формфакторов из таблицы II представлены на рис.2. На этом же рисунке нанесены данные по формфактору $F_{\pi}(k^2)$, полученные в экспериментах по электроррождению пионов, и значение $F_1^V(k^2)$, вычисленное с помощью дипольной формулы /18/ (сплошная кривая).

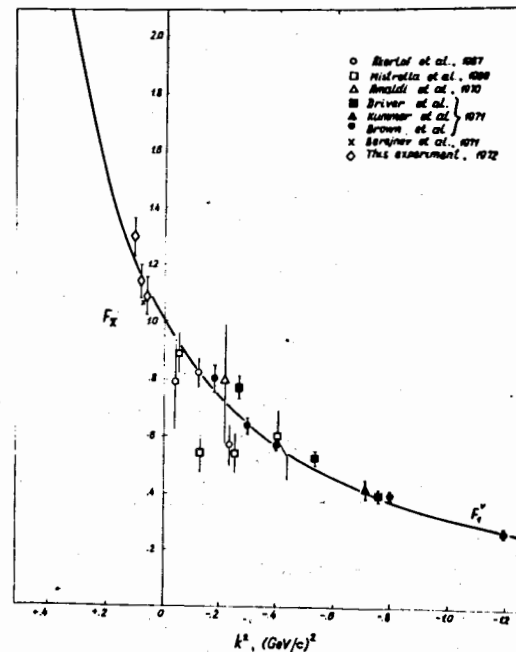


Рис.2. Сплошная кривая описывает значение F_1^V в области пространственноподобных передач. Продолжение во времениподобную область выполнено с помощью дипольной формулы. Экспериментальные точки при $k^2 < 0$ описывают значения F_{π} , полученные в экспериментах по электроррождению пионов. Значения F_{π} и F_1^V , измеренные при $k^2 > 0$, в настоящей работе показаны ромбами. Приведены только статистические ошибки.

Если распределения по $\text{Cos}\theta^x$ анализировать, предполагая F_π и F_1^V независимыми параметрами, то их значения удается определить достаточно хорошо только при $\bar{k}^2 = 2,9 f^{-2}$. Для двух других значений \bar{k}^2 можно указать только интервалы изменения параметров на уровне 68% достоверности. Соответствующие результаты приведены в таблице III.

Таблица III

\bar{k}^2	F_1^V	F_π
$1,7 f^{-2}$	$0,8 + 1,2$	$0,5 + 1,2$
$2,2 f^{-2}$	$0,6 + 1,3$	$< 1,2$
$2,9 f^{-2}$	$1,4 \begin{smallmatrix} +0,1 \\ -0,2 \end{smallmatrix}$	$1,2 \begin{smallmatrix} +0,2 \\ -0,3 \end{smallmatrix}$

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить С.Б.Герасимова, Б.М.Понтекорво и Ф.Г.Ткебучава за полезные обсуждения, Л.И. Лapidуса - за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.К.Акимов, С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов и др. ЯФ 13, 748 (1971).
2. С.Ф.Бережнев, Л.С.Вертоградов, А.В.Демьянов и др. ЯФ 16, 185 (1972).
3. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов и др. ОИЯИ, Р1-6624, Дубна, 1972.
4. G.F.Chew, M.L.Goldberger, F.E.Low, Y.Nambu. Phys.Rev., 106, 1345 (1957).
5. A.Donnachie, G.Shaw. Annals Phys., 37, 333 (1966).
6. Д.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ОИЯИ, Р4-6475, Дубна, 1972.
7. C.Mistretta et al. Phys.Rev., 184, 1437 (1969).
8. S.Devons et al. Phys.Rev., 184, 1356 (1969).
9. R.Garland. Ph.D.Thesis, Columbia University, Nevis-188, 1971.
10. M.N.Khachatryan et al. Phys.Lett., 24B, 349 (1967).
11. В.Д.Ауслендер, Г.И.Будкер, Е.В.Пахтусова и др. ЯФ 9, 114 (1969).
J.E.Augustin et al. Phys.Lett., 28B, 503 (1969),
ibid 28B, 508.
12. N.Zagury. Phys.Rev., 145, 1112 (1966).
13. Д.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ОИЯИ, Р2-4561, Дубна, (1968).
14. W.Fraser, J.Fulco. Phys.Rev.Lett., 2, 365 (1959).

15. M.R.Pennington, S.D.Protopopescu, LBL-963, Berkeley, 1972.
16. K.Berkelman. Proc. 1971 Intern. Symp. on Electron and Photon Interac. at High Energies. Ed. N.B.Mistry Cornell Univ. Ithaca, N.Y. pp. 263-279.
17. L.H.Chan et al. Phys.Rev., 141, 1298 (1966).
18. M.Goitein, J.R.Dunning, R.Wilson. Phys.Rev.Lett., 18, 1018 (1967).
19. K.Aizu. Proc.Int.Conf.Theor.Phys., Kyoto and Tokyo, 1953.
K.M.Watson, Phys.Rev., 95, 228 (1954).
E.Fermi. Suppl.Nuovo Cimento, 2, 17 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 февраля 1973 года.