

SU 76 00975

ԵՐԵՎԱՆԻ ԳՐԶՐԿԵՐ ԲՆԱՍՏՐՏՈՒՄ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ՔԻՄԻԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԽԱՆՈՒՄ
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФ1

ЕФИ-88(74)

И.Г. Азнаурян, И.А. Назорская

ПРИМЕНЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ

ДЛЯ АНАЛИЗА РЕАКЦИИ $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$

В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА $\Delta(1236)$

АРУՄ

ԵՐԵՎԱՆ

1974



ЕРЕВАН

БРЯНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение БФ- 88 (74)

М.Г.АЗНАУРЯН, И.А.НАГОРСКАЯ

ПРИМЕНЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ
АНАЛИЗА РЕАКЦИИ $\pi p \rightarrow e^+e^-n$ В ОБЛАСТИ
РЕЗОНАНСА Δ (I236)

Брянск 1974

И.Г.АЗНАУРИАН, И.А.НАГОРСКАЯ

ПРИМЕНЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ
 АНАЛИЗА РЕАКЦИИ $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$ В ОБЛАСТИ
 РЕЗОНАНСА Δ (1236)

Предложен способ применения дисперсионных соотношений для инвариантных амплитуд при времениподобных передаваемых импульсах k^2 . Проанализирована роль пионного и нуклонных формфакторов в предсказаниях дисперсионных соотношений для реакции $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$ в области резонанса Δ (1236).

Ереванский физический институт
 Ереван 1974

Scientific Report ЕФИ-88(74)

I.G.AZNAURIAN, I.A.NAGORSKAYA

APPLICATION OF THE DISPERSION
 RELATIONS TO THE $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$
 REACTION IN THE Δ (1236) RESO-
 NANCE REGION

The way of applying of dispersion relations to the invariant amplitudes in the time-like region of momentum transfers is proposed. The role of nucleon and pion form factors for reaction $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$ in the Δ (1236) region is studied.

Yerevan Physics Institute
 Yerevan 1974

1. Экспериментальные данные [1] по реакции обратного электро-рождения пионов $\gamma p \rightarrow e^- n$ (рис. I) в области резонанса Δ (1236) используются [1-5] для получения информации о нуклонных и пионном формфакторах в области небольших времениподобных передаваемых импульсов k^2 . Для получения этой информации в работах [1,2] привлекались дисперсионные соотношения в статическом приближении [6], а в работах [3-5] использовалась изобарная модель.

В настоящей работе для анализа обратного электро-рождения пионов (ОЭП) в области резонанса Δ (1236) применяются дисперсионные соотношения (д.с.) для инвариантных амплитуд при фиксированном переданном импульсе t . Эти д.с. [7-10] позволяют полностью учесть вклад резонансных мультиполей в реальные части амплитуд, проанализировать роль пионного и нуклонных формфакторов в предсказаниях д.с. для ОЭП и учесть высокоэнергетические вклады в дисперсионные интегралы. Отметим, что учет высокоэнергетических вкладов необходим [9,10] при описании имеющихся экспериментальных данных по реакции $\gamma n \rightarrow p \pi^-$. Данные по реакции $\gamma p \rightarrow n \pi^+$ хорошо описываются в рассматриваемом дисперсионном подходе без высокоэнергетических вкладов [7,10]. Хорошо описываются без высокоэнергетических вкладов и данные по электро-рождению на протонах в области Δ (1236) (см., например, [11]).

2. Дисперсионные соотношения для инвариантных амплитуд электро-рождения пионов $A_i(s, t, K^2)$ [12] (связь этих амплитуд с дифференциальным сечением ОЭП получена в [2, 12] и приведена в приложении) имеют вид:

$$\operatorname{Re} A_i^{(\pm, 0)}(s, t, K^2) = \left(\frac{1}{s-m^2} \pm \frac{\xi_i}{u-m^2} \right) \Gamma_i(t, K^2) + \\ + \binom{0}{1} \delta_{is} \frac{\Gamma_t(K^2) - \chi(K^2)}{t-\mu^2} + \frac{P}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \mathcal{J}_m A_i^{(\pm, 0)}(s', t, K^2) \left(\frac{1}{s'-s} \pm \frac{\xi_i}{s'-u} \right) ds', \quad (I)$$

где m - масса нуклона, μ - масса пиона,

$$s = -(p_1 + q)^2, \quad u = -(p_1 - k)^2, \quad t = -(k - q)^2, \quad (2)$$

$$\xi_1 = \xi_2 = -\xi_3 = \xi_4 = -\xi_5 = -\xi_6 = 1; \quad (3)$$

борновские вычеты Γ_i и Γ_t равны:

$$\Gamma_1^{(\pm, 0)} = g/2 F_1^{(v, s)}, \quad \Gamma_2^{(\pm, 0)} = -\frac{g}{t-\mu^2} F_1^{(v, s)}(K^2), \quad (4)$$

$$\Gamma_3^{(\pm, 0)} = \Gamma_4^{(\pm, 0)} = -\frac{g}{2} F_2^{(v, s)}(K^2), \quad \Gamma_5^{(\pm, 0)} = \frac{1}{2} \Gamma_2^{(\pm, 0)},$$

$$\Gamma_6^{(\pm, 0)} = 0, \quad \Gamma_t(K^2) = \frac{2g}{K^2} (F_{\frac{3}{2}}(K^2) - F_1^{(v)}(K^2)),$$

$$\chi(K^2) = \frac{2}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \lim_{t \rightarrow \mu^2} [(t-\mu^2) \mathcal{J}_m A_s^{(-)}(s', t, K^2)] \frac{ds'}{(s'-m^2 + \frac{K^2}{2})}. \quad (5)$$

Выражение в (I), содержащее $\chi(K^2)$, является вычитанием в амплитуде $A_s^{(-)}(s, t, K^2)$ и исключает кинематическую сингулярность

в физическом матричном элементе при $t = \mu^2$ [II]. Вычисления показывают, что вклад этого вычитания в конечный результат незначителен.

В (4) входят следующие формфакторы: $F_{\pi}(K^2)$ - пионный электромагнитный формфактор, $F_1^{(v,s)}(K^2)$ - изовекторный и изоскалярный нуклонные электрические формфакторы, $F_2^{(v,s)}(K^2)$ - изовекторный и изоскалярный аномальные магнитные формфакторы нуклона. При $K^2 = 0$ $F_{1,2}$ являются зарядом и аномальным магнитным моментом нуклона:

$$F_1^{(v,s)}(0) = F_{\pi}(0) = e, \quad F_2^{(v,s)}(0) = \frac{e}{2m} (\mu_p \mp \mu_n) \quad (6)$$

В настоящей работе анализируется ОЭП в области резонанса Δ (I236), когда $\sqrt{s} < 1,3$ Гэв и $K^2 > -(2,6\mu)^2$. При этих значениях K^2 изоскалярные нуклонные формфакторы действительны, а изовекторные нуклонные и пионный формфакторы, начиная с $K^2 = -(2\mu)^2$, становятся комплексными. Однако, при рассматриваемых K^2 мнимые части этих формфакторов незначительны, и дальнейший анализ мы проведём в предположении, что все формфакторы в (4) действительны.

В (4) и (6) входят следующие константы:

$$\frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}, \quad \frac{g^2}{4\pi} = 14,5, \quad \mu_p = 1,79, \quad \mu_n = -1,91. \quad (7)$$

При использовании д.с. (I) для $K^2 \geq 0$ при интегрировании по области резонанса Δ (I236) обычно ограничиваются учетом только резонансных мультиполей и пренебрегают вкладом остальных мультиполей, поскольку по условию унитарности их мнимые части пропорци-

онально соответствующим малым фазам \mathcal{N} -рассеяния.

При $K^2 < -\mu^2$ область интегрирования в (I) от $(m+\mu)^2$ до $(m+\sqrt{K^2})^2$ является нефизической, и в этой области нельзя провести разложение по парциальным амплитудам. Существование нефизической области затрудняет также использование д.с. для парциальных амплитуд и получение с их помощью величин мультиполей, в частности, резонансных мультиполей. При $K^2 \geq 0$ резонансные мультиполи (полученные путем решения соответствующих д.с. (при $K^2 = 0$ см., например, [12, 13], при $K^2 \geq 0$ [11]) и хорошо согласуются с экспериментом. Эти решения применимы и при $K^2 \geq -\mu^2$.

Для получения $\mathcal{J}_m A_i(s, t, K^2)$ при $K^2 < -\mu^2$ запишем эти амплитуды при $K^2 \geq -\mu^2$ через резонансные мультиполи в инвариантном виде и проведем продолжение к $K^2 < -\mu^2$. Ограничимся только вкладом резонансного мультиполя $M_{1+}^{3/2}$, поскольку резонансные мультиполи $E_{1+}^{3/2}$ и $L_{1+}^{3/2}$ значительно меньше $M_{1+}^{3/2}$ [11-13]. Учитывая решения для $M_{1+}^{3/2}$, полученные в [11, 13], получаем при $K^2 \geq -\mu^2$:

$$\mathcal{J}_m A_i^{3/2}(s, t, K^2) = f(K^2) \frac{12\pi}{\sqrt{(E_1+m)(E_2+m)}} \frac{\sin^2 \delta_{33}(\sqrt{s})}{q^3} d_i(s, t, K^2), \quad (8)$$

$$d_1(s, t, K^2) = \frac{mE}{3} \left(1 + \frac{m}{\sqrt{s}} + \frac{E}{n} + \frac{\mu^2 - K^2}{2m\sqrt{s}} \right) - \frac{K^2}{3} \left(1 + \frac{m}{\sqrt{s}} + \frac{\mu^2}{4s} \right) + \quad (9a)$$

$$+ \frac{t + K^2 - \mu^2}{2} \left(1 + \frac{m}{\sqrt{s}} \right) + \frac{\mu^2}{3} \left(1 + \frac{m}{\sqrt{s}} \right) + \frac{\mu^2}{3} \left(1 + \frac{3m}{2\sqrt{s}} + \frac{m^2}{2s} \right),$$

$$d_2(s, t, K^2) = -\frac{m + \sqrt{s}}{2\sqrt{s}} + \frac{K^2}{t - \mu^2} \left(\frac{m + \sqrt{s}}{6\sqrt{s}} + \frac{E}{3\sqrt{s}} + \frac{\mu^2}{6s} \right), \quad (9b)$$

$$\alpha_3(s, t, k^2) = -\frac{\sqrt{s}}{3} \left[1 + \frac{m}{\sqrt{s}} - \frac{E}{\sqrt{s}} \left(1 + \frac{m + \sqrt{s}}{2\sqrt{s}} \right) + \frac{3(k^2 - t) + 2\mu^2}{4s} - \frac{m\mu^2}{4s\sqrt{s}} \right], \quad (9b)$$

$$\alpha_4(s, t, k^2) = \frac{2}{3} \sqrt{s} \left[1 + \frac{m}{\sqrt{s}} - \frac{E}{\sqrt{s}} \left(1 - \frac{m + \sqrt{s}}{4\sqrt{s}} \right) + \frac{3(t + k^2) - 2\mu^2}{8s} + \frac{m\mu^2}{8s\sqrt{s}} \right], \quad (9r)$$

$$\alpha_5(s, t, k^2) = \frac{\sqrt{s} - 3m}{4\sqrt{s}} + \frac{s - m + k^2/2}{t - \mu^2} \left(\frac{m + \sqrt{s}}{6\sqrt{s}} + \frac{E}{3\sqrt{s}} + \frac{\mu^2}{6s} \right), \quad (9d)$$

$$\alpha_6(s, t, k^2) = -\frac{m + \sqrt{s}}{6\sqrt{s}} \left(E + \frac{3(t + k^2) + \mu^2}{2(m + \sqrt{s})} + \frac{\mu^2}{2\sqrt{s}} \right), \quad (9e)$$

где δ_{33} - фаза πN - рассеяния, соответствующая резонансу Δ (I236), q - импульс пиона в с.п.м., E_1 и E_2 - энергии начального и конечного нуклонов в этой же системе,

$$f(k^2) = \frac{i}{2g} [F_1^\vee(k^2) + 2m F_2^\vee(k^2)], \quad E = \frac{s - m^2}{2\sqrt{s}}. \quad (10)$$

При $\sqrt{s} = M$ (M - масса резонанса Δ (I236)) и всех k^2 полученные выражения для $\mathcal{J}_m A_i^{3/2}(s, t, k^2)$ совпадают со значениями этих амплитуд в изобарной модели, полученными с помощью эффективных лагранжианов [14]:

$$\mathcal{L}_{\pi N \Delta} = \sqrt{\frac{2}{3}} g_{N^* N \pi} \bar{\psi} \psi \mu \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} + \text{э.с.}, \quad (11)$$

$$\mathcal{L}_{\chi\pi\Delta} = \frac{2}{\sqrt{3}} G_{N^*N\pi}^{(\nu)} \left(\bar{\Psi} \gamma_4 \delta_5 \psi_\nu + \frac{1}{M} \bar{\Psi} \gamma_5 \frac{\partial \psi_\nu}{\partial x_4} \right) F_{\mu\nu} + \text{с.с.}, \quad (12)$$

где лагранжиан (12) соответствует чистому $M1$ -переходу в вершине $\Delta N\chi$, величинам $g_{N^*N\pi}$ и $G_{N^*N}^{(\nu)}$ и их связь с ширинами распадов $\Delta \rightarrow \pi N$ и $\Delta \rightarrow \chi N$ определены в [14], χ, ψ, ψ_μ — координатные части волновых функций пиона, нуклона и изобара, соответственно. Связь между $f(K^2)$ и $g_{N^*N\pi} \cdot G_{N^*N}^{(\nu)}(K^2)$ следующая:

$$f(K^2) = \frac{G_{N^*N}^{(\nu)}(K^2)}{g_{N^*N\pi}/\mu}. \quad (13)$$

Таким образом, выражения (8,9) применимы при $K^2 \geq -\mu^2$ и $S \geq (m+\mu)^2$ и при $\sqrt{S} = M$ и всех K^2 . Поэтому естественно предположить, что они применимы при всех K^2 и $S \geq (m+\mu)^2$. Значениями амплитуд $J_m A_i^{3/2}(s, t, K^2)$ (8,9) мы будем пользоваться и при численном вкладе дисперсионных интегралов (I) по области резонанса Δ (1236) в $R_e A_i^{(-)}(s, t, K^2)$, и при вычислении вкладов мнимых частей амплитуд в дифференциальные сечения $\sigma_{\text{ЭП}}$ вблизи резонанса Δ (1236).

3. При использовании д.с. (I) для анализа фоторождения [9,10] в области резонанса Δ (1236) область интегрирования была разбита на следующие части: (1) область от порога до $E_\gamma \approx 0,5$ Гэв ($E_\gamma = E \frac{\sqrt{S}}{m}$ — лабораторная энергия фотона), включающая резонанс Δ (1236), в которой учитывались только резонансные мультиплеты; (2) область по E_γ от 0,5 до 1 Гэв, которая оценивалась с помощью анализа Вокера [15], вклад её в конечный результат не —

значителен; (3) область выше $E_\gamma = 1$ Гэв, дисперсионные интегралы по этой области при анализе фоторождения вблизи резонанса Δ (1236) являются функциями лишь от t и хорошо определяются [9,10] экспериментальными данными по фоторождению от порога до $E_\gamma = 0,42$ Гэв.

Отметим, что в [9,10] при учете резонансных мультиполей рассматривались также изотензорные вклады. Показано, что экспериментальные данные позволяют определить величину изотензорного электромагнитного тока. Подчеркнем, что для получения оценки на высокоэнергетические вклады и изотензорный ток необходимы данные по всем энергиям от порога до $E_\gamma = 0,42$ Гэв.

Экспериментальные данные по ОЭП получены пока [1] при одной энергии $\sqrt{s} = 1,295$ Гэв ($E_\gamma = 0,426$ Гэв). Поэтому в настоящей работе мы учтем в дисперсионных интегралах только вклад от области резонанса Δ (1236) с помощью амплитуд (8,9) и рассмотрим роль пионного и нуклонных формфакторов и резонансных мультиполей в предсказаниях д.с. для дифференциальных сечений ОЭП. Получение более полных экспериментальных данных по ОЭП и сравнение их с предсказаниями д.с. позволит проанализировать роль высокоэнергетических вкладов в дисперсионные интегралы.

4. Предсказания д.с. для дифференциальных сечений ОЭП $\frac{d^2\sigma}{dk^2 d\cos\theta}$, $\frac{d^2\sigma}{dk^2 d\varphi}$ при соответствующих эксперименту [1] значениях \sqrt{s} и $K^2: \sqrt{s} = 1,295$ Гэв, $K^2 = 0,067; 0,987$ и $0,112$ Гэв, приведены на рис.2,3 (кривые I). Основной вклад в эти дифференциальные сечения дают борновские члены, поэтому на рисунках для сравнения приведены также кривые (II), соответствующие только борновским вкладам.

Отличие между кривыми I и II связано с учетом вклада резонанс-

ного мультиполя $M_{1+}^{3/2}$ в реальные (через д.с. (I)) и мнимые части амплитуд ОЭИ. Видно, что вклад $M_{1+}^{3/2}$ падает с ростом K^2 ($K \rightarrow 0$), но при небольших K^2 вклад $M_{1+}^{3/2}$ значителен. Учет изотензорного вклада, составляющего не более 10% от $M_{1+}^{3/2}$ [9,10], меняет кривые I незначительно.

Полученные распределения практически нечувствительны к изменению изоскалярных формфакторов $F_{1,2}^{(s)}$, слабо зависят от изовекторного формфактора $F_2^{(v)}$ и определяются в основном формфакторами $F_1^{(v)}$ и F_{π} . Для выяснения чувствительности рассматриваемых дифференциальных сечений к отклонению формфакторов от их значений при $K^2 = 0$ это отклонение для всех формфакторов было задано соотношением:

$$F(K^2) = F(0) \left(1 - \frac{1}{6} \tau^2 K^2\right). \quad (14)$$

На рис. 2,3 приведены распределения при $\tau = 0$ (пунктирные кривые) и $\tau = 0,8 \phi$ (сплошные кривые). Отличие между этими кривыми связано практически только с формфакторами $F_1^{(v)}(K^2)$ и $F_{\pi}(K^2)$ и демонстрирует возможность определения этих формфакторов в экспериментах по ОЭИ [1-5].

С уменьшением \sqrt{s} (уменьшением $|K^2|_{\max}$) зависимость дифференциальных сечений от τ становится слабее, и экспериментальные данные будут определять в основном высокоэнергетические вклады в дисперсионные интегралы.

Экспериментальные данные по ОЭИ по всей области энергий, охватывающей резонанс Δ (1236), позволяют выяснить роль высокоэнергетических вкладов в дисперсионные интегралы и определить пуклоные

и пионный формфакторы при небольших временноподобных K^2 .

Авторы приносят глубокую благодарность С.Б. Герасимову, А.Н. Заславскому, С.Г. Матиняну, Л.Л. Неменову и Л.Д. Соловьеву за полезные обсуждения.

Приложение

Дифференциальное сечение ОЭП имеет вид [2, I2] :

$$\frac{d^4\sigma}{dk^2 d\cos\theta_\gamma d\varphi d\cos\theta} = \frac{e^2}{64(2\pi)^4} \frac{m^2}{s} \frac{|\vec{K}|}{|\vec{q}|} \frac{1}{k^2} \cdot \left\{ (T_{11} + T_{22})(1 + \cos^2\theta) - (T_{11} - T_{22}) \sin^2\theta \cos 2\varphi - \frac{K^2}{k^2} \cdot 2T_{00} \sin^2\theta - \frac{\sqrt{-k^2}}{|\vec{K}|} \times (T_{10} + T_{01}) \cdot \sin 2\theta \cos \varphi \right\}, \quad (\text{II I})$$

где θ_γ - угол вылета фотона в с.ц.м. π^-p , θ - угол между электроном и нейтроном в с.ц.м. e^+e^- , φ - угол между плоскостью реакции $\pi^-p \rightarrow \gamma n$ и плоскостью распада γ на e^+e^- , \vec{K} и \vec{q} - импульсы фотона и пиона в с.ц.м. π^-p ,

$$T_{22} = 2 \left[|\mathcal{F}_1|^2 - 2 \cos \theta_\gamma \operatorname{Re} (\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_2^*) + |\mathcal{F}_2|^2 \right], \quad (\text{II 2})$$

$$T_{11} = T_{22} + 2 \sin^2 \theta_\gamma \left[2 \operatorname{Re} (\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_4^* + \mathcal{F}_2 \mathcal{F}_3^* + \cos \theta_\gamma \mathcal{F}_3 \mathcal{F}_4^*) + |\mathcal{F}_3|^2 + |\mathcal{F}_4|^2 \right], \quad (\text{II 3})$$

$$T_{00} = 2 \left[|\mathcal{F}_7|^2 + 2 \cos \theta_\gamma \operatorname{Re} (\mathcal{F}_7 \mathcal{F}_8^*) + |\mathcal{F}_8|^2 \right], \quad (\text{II 4})$$

$$T_{10} + T_{01} = 4 \sin \theta_\gamma \operatorname{Re} \left[\mathcal{F}_7 (\mathcal{F}_1 + \cos \theta_\gamma \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_4)^* + \mathcal{F}_8 (\mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_3 + \cos \theta_\gamma \mathcal{F}_4)^* \right]. \quad (\text{II 5})$$

Амплитуды \mathcal{F}_i связаны с амплитудами $A_i(s, t, K^2)$ соотношениями, полученными в [12], в которых надо произвести перестановку $E_1 \leftrightarrow E_2$. Для процесса ОЭП $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$ амплитуды имеют следующую изотопическую структуру: - II -

$$A_i^{(0\pi)} = \sqrt{2} (A_i^{(0)} - A_i^{(-)}), \quad A_i^{(-)} = \frac{1}{3} (A_i^{1/2} - A_i^{3/2}), \quad (\text{II } 6)$$

где $A_i^{(c)}$ — изоскалярные амплитуды, $A_i^{1/2}$ и $A_i^{3/2}$ — изовекторные амплитуды, соответствующие значениям полного изотопического спина $1/2$ и $3/2$, соответственно.

Подпись к рисункам

Рис.1 Диаграмма процесса $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ в однофотонном приближении.

Рис.2,3 Дифференциальные сечения процесса $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$

при $\sqrt{s} = 1,295$ Гэв. Кривые I—предсказания дисперсионных соотношения, кривые II—сечения, соответствующие борновскому приближению, сплошные кривые соответствуют электромагнитному радиусу $r = 0,8$ ф во всех факторах (14), пунктирные кривые соответствуют $r = 0$.

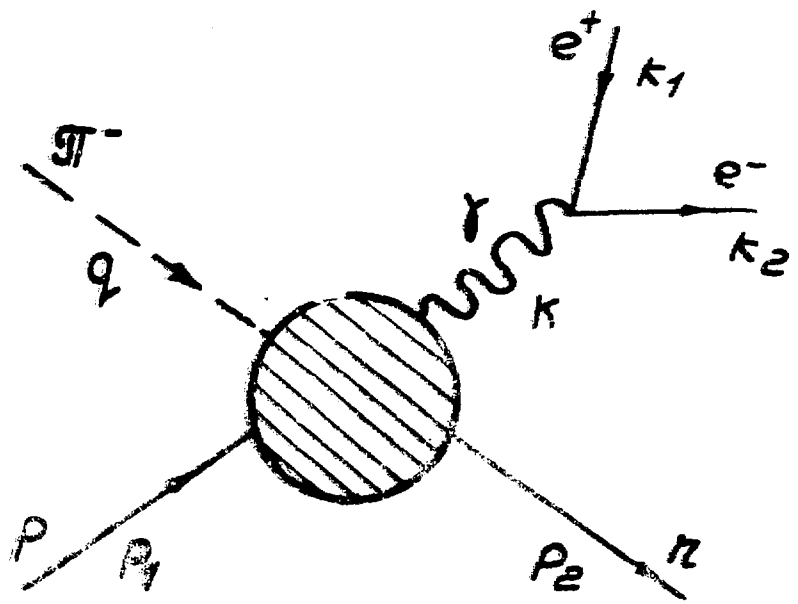


Рис. 1

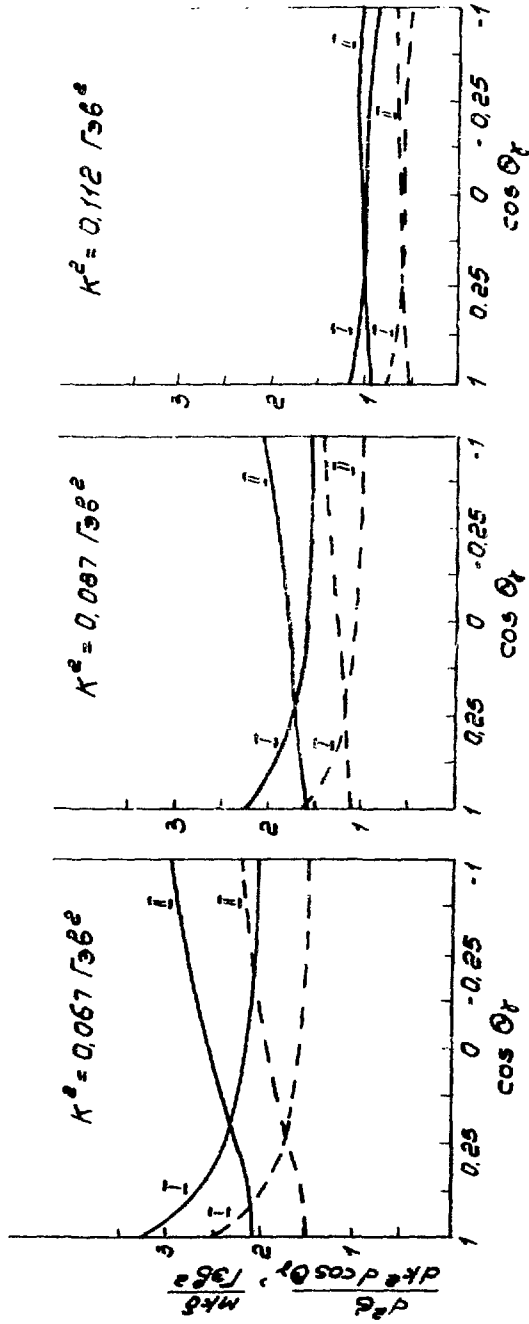
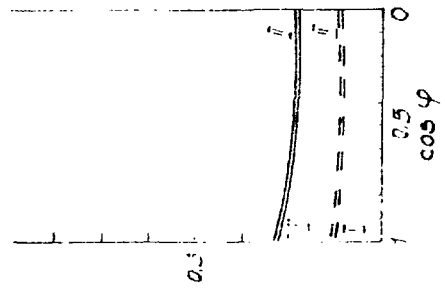
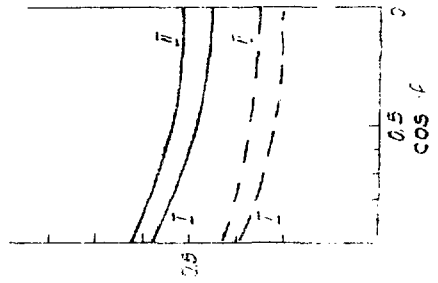
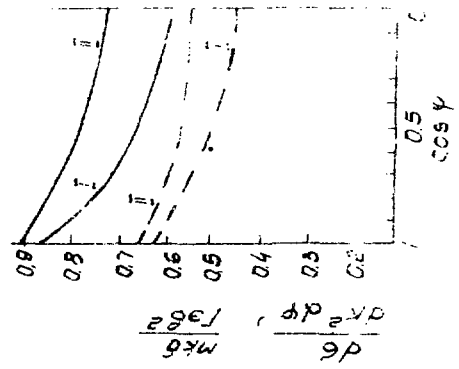
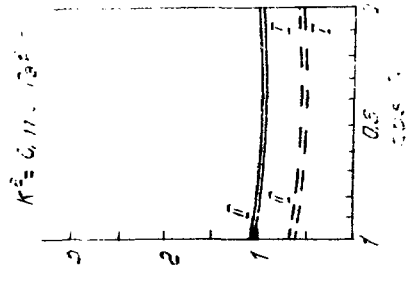
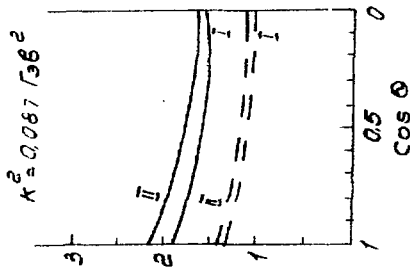
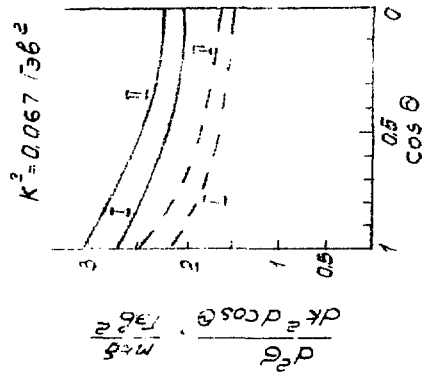


Fig. 2



ЛИТЕРАТУРА

1. С.Ф.Березнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов и др. ЯФ, 18, 102, 1973.
2. Ю.С.Суровцев, Ф.Г. Ткебучава. Препринты ОИЯИ, P2-4561, P2-4524, Дубна, 1969.
3. А.В.Тарасов, Л.Г.Ткачёв. Препринт ОИЯИ, P2-4970, Дубна, 1970.
4. Ю.В.Кулиш. ЯФ, 16, 1102, 1972.
5. Г.И.Смирнов, Н.М.Мумейко. ЯФ, 17, 1266, 1973.
6. S.Fubini, Y.Nambu, V.Wataghai. Phys. Rev., 111, 329, 1958.
7. W.Schmidt. Z.f.Physik, 182, 76, 1964.
8. I.G.Aznauryan, A.N. Zaslavsky. Phys.Lett., 39B, 226, 1972.
И.Г.Азнаурян, А.Н.Заславский. ЯФ, 15, 1261, 1972.
9. И.Г.Азнаурян, А.Н.Заславский. ЯФ, 17, 374, 1973
I.G.Aznauryan, A.N.Zaslavsky. Scient.Report, YеPI-9(72), Yerevan, 1972.
10. И.Г.Азнаурян, И.А.Нагорская. ЯФ, 19, 136, 1974.
11. S. L. Adler. Ann. Phys., 50, 189, 1968.
12. F.A.Berends, A.Donnachie, D.L.Weaver. Nucl.Phys., B4, 1, 1968.
13. G.F.Chew, M.L.Goldberger, F.E.Low, Y.Nambu. Phys.Rev., 106, 1345, 1957.
14. И.Г.Азнаурян, Л.Д.Соловьёв. ЯФ, 4, 615, 1966.
15. K.L. Walker. Phys. Rev. 182, 1729, 1969.

Рукопись поступила 25 июля 1974 г.



Редактор **А.П.Мукаян**

Заказ **0899**

ВФ-03408

Тираж **300**

Подписано к печати **17/X-74** г. Формат издания **30 х 40**
1,0 уч.изд л. Ц. **5** к.

Отвечено на ротапринте
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2