

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-ТФ-6(69)

*В.А.Шахбазян, К.М.Шахбазян*

О ФОТОРОЖДЕНИИ  $\rho^+$ -МЕЗОНА  
ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ  $\delta$ -КВАНТАМИ  
В ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С  
 $\rho$ -МЕЗОННЫМ ОБМЕНОМ

АРУС



ԵՐԵՎԱՆ

1969

ЕРЕВАН

Произведено градиентно-инвариантное обобщение полюсной модели с  $\rho$ -мезонным обменом для реакций (I) в духе работы [2]. Вычислено дифференциальное сечение процессов (I) с поляризованными  $\chi$ -квантами. Показано, что в полюсном приближении, в случае поляризации  $\chi$ -кванта перпендикулярно плоскости реакции, выражения зависят только от одного неизвестного параметра  $g$ -фактора  $\rho$ -мезона и дает возможность выбора его знака.

ON THE PHOTOPRODUCTION OF  $\rho^+$ -MESON BY POLARIZED  
 $\chi$ -QUANTA IN  $\rho$ -MESON EXCHANGE PERIPHERAL MODEL

V.A. SHAKHBAZIAN, K.M. SHAKHABASSIAN

The gauge-invariant generalization of  $\rho$ -meson exchange pole model is carried out for the processes /1/ in the spirit of work /2/. The differential cross-section for the processes /1/ in the case of polarized  $\chi$ -quanta is calculated. It is shown, that in a pole approximation, when  $\chi$ -quantum polarization is perpendicular to the plane of reaction, the expressions depend only on one unknown parameter, the  $g$ -factor of  $\rho$ -meson and make possible the selection of its sign.

## I. Введение

Эффективное сечение процесса фоторождения  $\rho$ -мезона в модели с  $\rho$ -мезонным обменом представляет определенный практический интерес. Как показано в [1], вклад диаграммы с  $\pi$ -мезонным обменом при малых углах и в полюсном приближении мал, в то время как диаграмма с  $\rho$ -мезонным обменом дает при малых углах конечный вклад, пропорциональный магнитному моменту  $\rho$ -мезона.

Весьма важным представляется учет поляризации  $\chi$ -кванта, так как, показано в работе, сечение процесса с поляризацией фотона, перпендикулярной к плоскости реакции, дает возможность в чистом виде выделить член с магнитным моментом  $\rho$ -мезона без каких-либо других предположений. (Следует иметь в виду, что в общем случае в выражение сечения в рассматриваемой модели входит пять параметров).

В настоящей работе проведено градиентно-инвариантное обобщение [2] полюсной модели для реакций

$$\chi + \rho \xrightarrow{\gamma} n + \rho^+ \quad (I)$$

$$\chi + \rho \xrightarrow{\gamma} N^{*0} \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1470 \right) + \rho^+ \quad (Ia)$$

где знак  $\xrightarrow{\rho}$  означает  $\rho$ -мезонный обмен. Это обобщение сделано в предположениях работы Стихеля и Шольца<sup>[2]</sup>, которые рассматривали реакции (знак  $\xrightarrow{\pi}$  означает пионный обмен)

$$\chi + \rho \xrightarrow{\pi} N^{*++}, 0(3/2^+, 3/2, 1236) + \pi^{-}, + \quad (2)$$

Оказывается, что строгое выполнение требования градиентной инвариантности существенно для правильной числовой оценки членов с магнитным моментом  $\rho$ -мезона, представляющих наибольший интерес.

В дальнейшем все расчеты будут приводиться для реакции (1а). Результаты для (1) легко можно получить, если в конечных результатах приравнять друг другу массы барионов.

Основная диаграмма процесса приводится на фиг. I.

## 2. Спиновая, изотопспиновая структуры и градиентная инвариантность.

Выберем вершину  $\rho NN^*$  в виде<sup>[3]</sup>

$$M_{NN^*\rho, \alpha} = \bar{U}(P_2) \left( i f_1 \gamma_\alpha + \frac{f_2}{m} G_{\alpha\beta} q_\beta + \frac{f_3}{m} \gamma_\alpha \right) U(P_1) \quad (3)$$

Из T-инвариантности следует, что  $f_i$  являются вещественными функциями  $q^2 = (P_1 - P_2)^2$ .

Аналогично, вершина  $\rho NN$  будет иметь вид<sup>[3]</sup>:

$$M_{NN\rho, \alpha} = \bar{U}(P_2) \left( i f_1 \gamma_\alpha + \frac{f_2}{m} G_{\alpha\beta} q_\beta \right) U(P_1); \quad (4)$$

здесь везде  $G_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} (\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha)$ .

Вершинная часть взаимодействия  $\chi$ -кванта с  $\rho$ -мезоном записывается в виде

$$\begin{aligned} M_{\rho\chi} = & e_0 F_1 [2(\epsilon q)(e_i e) - (e_i q)(\epsilon e) + (\epsilon e_i)(e_k)] + \\ & + e_0 (F_1 + \mu_\nu F_2) [(e_i e_i)(e_k) - (e_i k)(\epsilon e)] + \\ & + \frac{Q_1 F_2}{2\mu^2} [(e_i k)(\epsilon e)(kq) + (e_i \epsilon)(e_k)(kq) - 2(e_i k)(\epsilon q)(e_k)] + \\ & + \frac{Q_2 F_4}{\mu^2} [(e_i e_i)(e_k)(kq) - (e_i k)(\epsilon q)(e_k) + \\ & + (e_i q)(\epsilon e)(kq) - (e_i q)(e_k)(\epsilon q)] , \quad (5) \end{aligned}$$

где  $\epsilon, e, e_i$  - вектора поляризации  $\chi$ -кванта, реального и виртуального  $\rho$ -мезонов соответственно;  $q, k$  - импульсы реального  $\rho$ -мезона и  $\chi$ -кванта. В структуре (5) зависимость от импульса виртуального  $\rho$ -мезона  $q_i$  исключена с помощью закона сохранения и условий Лоренца для  $\chi$ -кванта и реального  $\rho$ -мезона. Как нетрудно убедиться, структура (5) учитывает виртуальность  $\rho$ -мезона обмена, что дает по сравнению с<sup>[1]</sup> дополнительные градиентно-неинвариантные члены (второй и третий члены в первой квадратной скобке в правой части (5)) и градиентно-инвариантную добавку, пропорциональную  $Q_2$ . Следует подчеркнуть, что в общем доказательстве градиентной инвариантности учет виртуальности  $\rho$ -мезона обмена при выборе структур (5) играет важную роль.

Перейдем к изотопспиновой структуре. Правила отбора по G-четности дают, что в диаграмму на фиг. I дает вклад только изовекторная часть  $\chi$ -кванта. При этом, если рассматривать процесс (1) в t-канале<sup>[2,4]</sup>, то полный изотопспин оказывается равным единице. Таким образом, для основной диаграммы на фиг. I имеем

$$T_{I, T_\chi} = T_{1, 1} \quad (6)$$

Вместе с тем, амплитуда процесса, определяемая только этой диаграммой, градиентно не инвариантна. Поэтому требуется привлечение  $\delta$ -канальной (диаграмма 2 на фиг.2),  $u$ -канальной (диаграмма 3 на фиг.2) и контактной диаграммы (диаграмма 4 на фиг.2).

Выделяя явно изотопспиновую структуру для всех четырех диаграмм фиг. 2, получим:

$$T_m^{(1)} \varphi_m = 2D^{(1)} \cdot \frac{1}{4} [\tau_m, \tau_3]_- \varphi_m \quad (7)$$

$$T_m^{(2)} \varphi_m = D^{(2)} \left\{ \frac{1}{2} \tau_m + \frac{1}{2} \delta_{m_3} + \frac{1}{4} [\tau_m, \tau_3]_- \right\} \quad (8)$$

$$T_m^{(3)} \varphi_m = D^{(3)} \left\{ \frac{1}{2} \tau_m + \frac{1}{2} \delta_{m_3} - \frac{1}{4} [\tau_m, \tau_3]_- \right\} \quad (9)$$

$$T_m^{(4)} \varphi_m = 2D^{(4)} \cdot \frac{1}{4} [\tau_m, \tau_3]_- \quad (10)$$

где

$$D^{(i)} = \bar{u}(P_2) \left( i f_1 \gamma_\alpha + \frac{f_2}{m} \epsilon_{\alpha\beta} q_\beta^{(i)} + \frac{f_3}{m} q_\alpha^{(i)} \right) \frac{q_\alpha^{(i)} q_\beta^{(i)}}{t - \mu^2} \times$$

$$\times \left\{ e_0 F_1 [2e_p(\epsilon q) - q_p(\epsilon e) + \epsilon_p(\epsilon k)] + i (F_1 + \mu V F_2) [\epsilon_p(\epsilon k) - k_p(\epsilon e)] + \right.$$

$$+ \frac{Q_1 F_2}{2\mu^2} [k_p(\epsilon e)(kq) + \epsilon_p(k e)(kq) - 2k_p(\epsilon q)(\epsilon k)] +$$

$$\left. + \frac{Q_2 F_4}{\mu^2} [\epsilon_p(\epsilon k)(kq) - k_p(\epsilon k)(\epsilon q) + q_p(kq)(\epsilon e) - q_p(\epsilon k)(\epsilon q)] \right\} U(P_1) \quad (II)$$

$$D^{(2)} = e_0 F_1 \bar{u}(P_2) \left( i f_1 \gamma_\alpha + \frac{f_2}{m} \epsilon_{\alpha\beta} q_\beta \right) \frac{\hat{P}_1 + \hat{k} + m}{(P_1 + k)^2 - m^2} \hat{\epsilon} U(P_1) e_\alpha \quad (12)$$

$$D^{(3)} = e_0 F_1 \bar{u}(P_2) \hat{\epsilon} \frac{\hat{P}_2 - \hat{k} + m}{(P_2 - k)^2 - m^2} \left( i f_1 \gamma_\alpha + \frac{f_2}{m} \epsilon_{\alpha\beta} q_\beta \right) U(P_1) e_\alpha \quad (13)$$

$$D^{(4)} = e_0 F_1 \bar{u}(P_2) \left( - \frac{f_2}{m} \epsilon_{\alpha\beta} e_\alpha \epsilon_\beta - \frac{f_3}{m} e_\alpha \epsilon_\alpha \right) U(P_1) \quad (14)$$

Поясним обозначения формул (7)-(14):

$\varphi_m$  - волновая функция  $\rho$ -мезона;  $m$  - изотопический индекс;  
 $q^{(i)}$  - 4-импульс виртуального  $\rho$ -мезона в амплитуде

$$T^{(i)}; q^{(i)2} = t$$

Амплитуда контактного графика получается в виде добавки к формуле (7) при градиентно-инвариантной замене  $q_\mu \rightarrow q_\mu - e_0 A_\mu$ .

Теперь нетрудно убедиться, что не зависящие от изотопспина вклады диаграмм фиг.2 группируются в амплитуде  $T_{1,1}$  (изотопструктура  $\frac{1}{4} [\tau_m, \tau_3]_-$ ) в виде

$$D_{1,1} = 2(D^{(1)} + D^{(4)}) + D^{(2)} - D^{(3)} \quad (15)$$

Выражение (15) удовлетворяет требованиям градиентной инвариантности

$$D_{1,1} \Big|_{\epsilon=k} = 0 \quad (16)$$

Множители при оставшихся изотопструктурах тоже градиентно-инвариантны:

$$(D^{(2)} + D^{(3)}) \Big|_{\epsilon=k} = 0 \quad (16a)$$

3. Сечение процесса с поляризованными  $\chi$ -квантами

Учитывая только поляризацию начального  $\chi$ -кванта, суммируя и усредняя по поляризациям всех остальных частиц, получим следующее выражение для дифференциального сечения рассматриваемого процесса

$$d\sigma = [\sigma_0 + (1 - \gamma_3) |\vec{q}|^2 \sin^2 \theta \cdot \sigma_1] d\Omega \quad (17)$$

Здесь  $\sigma_0$  и  $\sigma_1$  - вычисленные функции, зависящие от скалярных произведений 4-векторов, явный вид которых в общем виде не приводится в виду их чрезвычайной громоздкости.

Как видно из формулы (17), отличный от нуля вклад дает только линейная поляризация. Если предположить, что мы имеем  $\chi$ -кванты, поляризованные либо перпендикулярно к плоскости рассеяния, либо параллельно к ней, то для коэффициента асимметрии будем иметь:

$$\frac{d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel}}{d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel}} = - \frac{|\vec{q}|^2 \sin^2 \theta \cdot \sigma_1}{\sigma_0 + |\vec{q}|^2 \sin^2 \theta \cdot \sigma_1} \quad (18)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи:

а) распределение по квадрату передаваемого импульса в предельном случае больших энергий и фиксированных  $t$ ,

$$(s \gg m^2, M^2, -t \sim |\vec{q}|^2 \sin^2 \theta)$$

Отбрасывая члены  $\sim O(\frac{1}{s})$  и выше, будем иметь:

$$\frac{d\sigma}{d(-t)d\varphi} = \frac{1}{64\pi^2} \left\{ \frac{8e_0^2 g^2 (z + \mu\nu)^2}{(t - \mu^2)^2} + \frac{4(z + \mu\nu)}{t - \mu^2} \left[ \frac{Q e_0 g}{\mu^2} + \frac{2e_0 g^2}{m^2} (z + \mu\nu) \right] + \right.$$

$$+ \frac{1}{\mu^2} \left[ \frac{Q^2}{2\mu^2} g - \frac{8e_0^2 g^2}{m^2} + \frac{4e_0 Q g^2}{m^2} (z + \mu\nu) \right] +$$

$$+ (t - \mu^2) \frac{g^2 Q^2}{2m^2 \mu^4} +$$

$$+ (1 - \gamma_3) (-t) \left[ \frac{4e_0 g}{\mu^2} \cdot \frac{e_0 \mu\nu + 4Q}{(t - \mu^2)^2} + \right.$$

(19)

$$+ \frac{1}{\mu^2 (t - \mu^2)} \left( Q g \frac{e_0 \mu\nu - 10e_0}{\mu^2} + \frac{24e_0 Q g^2}{m^2} + \frac{\mu^2 + 2\mu\nu - 4}{m^2} \cdot 4e_0^2 g^2 \right) +$$

$$+ \frac{1}{\mu^2} \left( \frac{g Q^2}{\mu^4} - 8e_0 Q g^2 \frac{1 + \mu\nu}{m^2 \mu^2} + g^2 Q^2 \frac{t - \mu^2}{m^2 \mu^4} \right) \Bigg\} ,$$

$$g - g_1^2 + \frac{\mu^2}{m^2} g_2^2 ,$$

$$Q = Q_1 + 2 Q_2$$

При получении (19) все форм-факторы  $F_i$  положены равными единице, а  $f_{1,2}$  заменены на константы  $g_{1,2}$ . Имеются оценки для  $g_1$  [5], полученные тремя различными способами. Беря среднее из них, будем иметь  $g_1^2 \sim 1,15$ . Относительно  $g_2$  нет никаких оценок. Что касается форм-фактора  $f_3$ , то в приближении высоких энергий, когда различие масс нуклона и изобар не существенно, его можно не учитывать.

Далее, учитывая, что квадрат передаваемого импульса фиксируется при значениях  $-t \sim \mu^2$ , мы видим, что в выражении (19) могут быть отделены члены, имеющие малость порядка  $(\mu/m)^2$ . Отбрасывая их, получим следующее выражение, содержащее минимальное количество параметров:

$$\frac{d\sigma}{d(-t)d\varphi} = \frac{1}{64\pi^2} \left\{ \frac{8e_0^2 g_1^2 (2+\mu\nu)^2}{(t-\mu^2)^2} + \right. \quad (19a)$$

$$\left. + \frac{1}{t-\mu^2} \cdot \frac{4(2+\mu\nu)}{\mu^2} e_0 g_1^2 Q + \frac{1}{2\mu^4} g_1^2 Q^2 + \right.$$

$$\left. + (1-\zeta_3) \left(-\frac{t}{\mu^2}\right) \left[ \frac{4e_0 g_1^2 (e_0 \mu\nu + 4Q)}{(t-\mu^2)^2} + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{e_0 g_1^2 Q (\mu\nu - 10)}{(t-\mu^2)\mu^2} + \frac{1}{\mu^4} g_1^2 Q^2 \right\}$$

Если теперь взять вычет в полюсе, то будем иметь

$$\lim_{t \rightarrow \mu^2} \left[ (t-\mu^2)^2 \frac{d\sigma}{d(-t)d\varphi} \right] = \frac{e_0^2 g_1^2}{16\pi^2} \left[ 2(2+\mu\nu)^2 + (\zeta_3 - 1)(\mu\nu + 4 \frac{Q}{e_0}) \right] \quad (19б)$$

Отсюда

$$\lim_{t \rightarrow \mu^2} \left[ (t-\mu^2)^2 \frac{d\sigma_{\perp}}{d(-t)} \right] = \frac{e_0^2 g_1^2}{4\pi} (2+\mu\nu)^2 \quad (19в)$$

$$\lim_{t \rightarrow \mu^2} \left[ (t-\mu^2)^2 \frac{d\sigma_{\parallel}}{d(-t)} \right] = \frac{e_0^2 g_1^2}{4\pi} \left( 1+\mu\nu - \frac{Q}{e_0} \right) \quad (19г)$$

#### б) Угловое распределение в полюсном приближении

Запишем угловое распределение в полюсном приближении для малых углов рассеяния в лабораторной системе координат для реакции (1а):

$$\frac{d\sigma_{\text{исос.}}}{d\Omega} = \frac{e_0^2}{32\pi^2} \left( \frac{|\vec{q}|}{\omega} \right) \left( \frac{M^2}{mE_2} \right) \left\{ \frac{2g(2+\mu\nu)^2 (m/m)^2}{(q_0 - |\vec{q}|)^2} \left( 1 - \frac{|\vec{q}| \sin^2 \theta}{q_0 - |\vec{q}|} \right) + \right.$$

$$\left. + (1-\zeta_3) \frac{(|\vec{q}|/\omega)^2 \sin^2 \theta}{(q_0 - |\vec{q}|)^2} \left[ -6 \frac{m}{M} \left( -g_1^2 + \frac{\mu^2}{m^2} g_2^2 \right) - \right. \right.$$

$$-5g\left(1 - \frac{m^2}{M^2} - \frac{\mu^2}{M^2}\right) + \frac{m^2\omega^2}{M^2\mu^2} \left(2\frac{M^2}{m^2}g_2^2 + g\mu^2 + 4g + 4g\frac{Q}{e_0}\right) -$$

$$-4\left(\frac{M^2}{\mu^2}\right)\left(g + 3g_2^2\frac{M^2}{m^2}\right)\left(\frac{m\omega}{M^2}\left(\frac{m^2}{M^2} + \frac{2m\omega}{M^2} - 1\right) - \frac{1}{4}\right)$$

$$- \frac{1}{4}\left(\frac{m^2}{M^2} + \frac{2m\omega}{M^2} - 1\right)^2 + \frac{\mu^4}{4M^4}\right) +$$

$$+ g_6\left(\frac{M}{m}\right)\left(1 - \frac{m^2}{M^2} - \frac{\mu^2}{M^2} +$$

$$+ \frac{m}{M}\left(\frac{m^2}{M^2} - 1 - \frac{\mu^2}{M^2}\right)\right)\left.\right\}$$

(20)

Пренебрегая членами, которые пропорциональны отношению массы

$\rho$ -мезона к массе бариона, получим:

$$\frac{d\sigma_{\text{воб}}}{d\Omega} = \frac{e_0^2}{32\pi^2} \left(\frac{|\vec{q}|}{\omega}\right) \left(\frac{M^2}{mE_2}\right) \left\{ \frac{2g_1^2(2+\mu^2)^2 \left(\frac{m}{M}\right)^2}{(q_0 - |\vec{q}|)^2} \left(1 - \frac{|\vec{q}| \sin^2 \Theta}{q_0 - |\vec{q}|}\right) + \right.$$

$$+ (1 - \xi_2) \frac{(|\vec{q}|/\omega)^2 \sin^2 \Theta}{(q_0 - |\vec{q}|)^2} \left[ 6 \frac{m}{M} g_1^2 - 5g_1^2 \left(1 - \frac{m^2}{M^2}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{m^2\omega^2 g_1^2}{M^2\mu^2} - \left(\mu^2 + 4 + 4\frac{Q}{e_0}\right) - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{M}{\mu}\right)^2 g_1^2 \left(\frac{m^2}{M^2} + \frac{2m\omega}{M^2} - 1\right) \left(\frac{2m\omega}{M^2} + 1 - \frac{m^2}{M^2}\right) + \right.$$

$$\left. + 6g_1^2 \left(\frac{M}{m}\right) \left(1 + \frac{m}{M}\right) \left(1 - \frac{m}{M}\right)^2 \right\}$$

(20a)

Выражение для реакции (1) получим, полагая  $M = m$  :

$$\frac{d\sigma_{\text{нукл}}}{d\Omega} = \frac{e_0^2 g_1^2}{32\pi^2} \frac{(|\vec{q}|/\omega) (m/E_2)}{(q_0 - |\vec{q}|)^2} \left\{ 2(2+\mu^2)^2 \left(1 - \frac{|\vec{q}| \sin^2 \Theta}{q_0 - |\vec{q}|}\right) + \right.$$

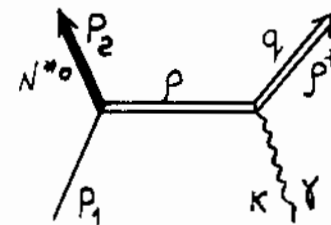
$$+ (1 - \xi_3) \left( \frac{|\vec{q}|}{\omega} \right)^2 \sin^2 \theta \left[ 6 + \left( \frac{\omega}{\mu} \right) \left( \mu_v^2 + 4 \frac{Q}{e_0} \right) \right] \} \quad (20б)$$

Далее, нетрудно видеть, что формулы для  $\frac{d\sigma_{изод, \perp}}{d\Omega}$ ,  
 $\frac{d\sigma_{нукл, \perp}}{d\Omega}$  совпадают и имеют вид:

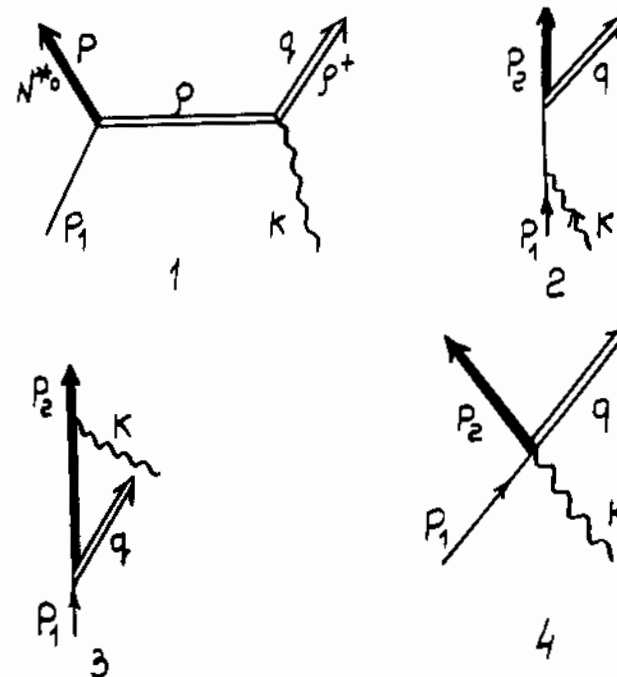
$$\frac{d\sigma_{\perp}}{d\Omega} = \frac{e_0^2 g_i^2}{16\pi^2} \frac{(|\vec{q}|/\omega)(m/E_2)}{(q_0 - |\vec{q}|)^2} (2 + \mu_v)^2 \left( 1 - \frac{|\vec{q}| \sin^2 \theta}{q_0 - |\vec{q}|} \right) \quad (20в)$$

В заключение отметим, что формулы (19в) и (20в) дают возможность выбора знака  $g$ -фактора  $\rho$ -мезона  $1 + \mu_v$ . Действительно, в обоих выражениях стоит величина  $(2 + \mu_v)^2$ , в отличие от  $(1 + \mu_v)^2$  в аналогичной формуле в [1]. Это изменение является следствием строгого учета калибровочной инвариантности, проведенного в п.2.

В заключение авторы приносят свою благодарность доктору физико-математических наук Г.А.Вердаплетяну и В.Хозе за полезные дискуссии.



фиг. 1



фиг. 2

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. S.M.Berman and S.D.Drell, Phys.Rev., 133, 791 (1964)
2. P.Stichel and M.Scholz, Nuovo Cimento, 34, 1381 (1964)
3. Д.Бернштейн, Г.Фейнберг и Т.Д.Ли, Сборник "Вопросы физики элементарных частиц" том V, стр.22, Ереван, 1965г.
4. G.Kramer and P.Stichel, Zeitschr of Phys., 178, 519 (1964)
5. G.Kopp and Soding, Phys.Lett., 23, 494 (1966).

Рукопись поступила 9 сентября 1969г.

Заказ 487

ВФ 03204

Тираж 250

Множительно-копировальный сектор Ереванского  
физического института, Ереван 36, Маркарян 2