ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-1741

Л.Д. Соловьев, А.В. Щелкачев

ϕ-МЕЗОН И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1964

P-1741

Л.Д. Соловьев, А.В. Щелкачев

ϕ-МЕЗОН И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в "Physics Letters".

В работе[1] была рассмотрена простая модель для описания пион-нуклонных взаимодействий при низких энергиях, которая эквивалентна учету ρ- и ω-резонансов в дисперсионных соотношениях. Однако, поскольку с одной стороны, согласие этой модели с экспериментальными даными по нуклонным форм-факторам оставляло желать лучшего, а с другой стороны, был открыт ϕ-резонанс ($m_\phi = 1019$ Мэв, $T=0$, $J^{PG} = 1^{--}$), то необходимо обобщить модель, введя в рассмотрение ϕ-мезон. Мы покажем, что учет ρ-, ω- и ϕ-резонансов приводит к хорошему согласию с данными по нуклонным форм-факторам и по пион-нуклонному рассеянию.

Далее мы рассмотрим форм-факторы K-мезонов и оценим константу связи ϕ-мезона с нуклоном. Заметим, что ϕ-мезон, сильно связанный с нуклоном, мог бы играть существенную роль в модели сильных взаимодействий Сакураи[2]. В схеме Швингера[3], наоборот, связь ϕ-мезона с нуклоном оказывается слабой. ϕ-мезон в нуклонных форм-факторах Кирсан[4] также учел. При этом ширина ρ-мезона считалась конечной.

Резонансное приближение в дисперсионных соотношениях можно сформулировать с помощью минимального числа эффективных лагранжианов и соответствующих им простейших диаграмм Фейнмана. Для описания нуклонных форм-факторов и пион-нуклонного рассеяния эффективные лагранжианы имеют вид:

$$L_{\gamma B} = g_{\gamma B} : A^n(x) B_n(x) : \tag{1}$$

$$L_{BNN} = g_{BNN} : \bar{N} \gamma^n B_n N : + g'_{BNN} : \bar{N} \frac{i}{2} [\gamma^\ell, \gamma^n] \partial_\ell B_n N : \tag{2}$$

где $B = \rho, \omega$ или ϕ, причем в (1) $\rho_n = \rho_n^3$ и в (2) $\rho_n = \rho_n^a \tau_a$. Нуклонные форм-факторы равны $(i = 1,2)$

$$F_i^V = 1 - \frac{a_{i\rho}}{1 - m_\rho^2/q^2} \quad ; \quad F_i^s = 1 - \frac{a_{i\omega}}{1 - m_\omega^2/q^2} - \frac{a_{i\phi}}{1 - m_\phi^2/q^2} \, , \tag{3}$$

где

$$q^2 = q_0^2 - \vec{q}^{\,2} \, ,$$

$$a_{1B} = \frac{2 g_{\gamma B} \, g_{BNN}}{e m_B^2} \quad ; \quad a_{2B} = \frac{g_{\gamma B} \, g'_{BNN}}{\mu_B m_B^2} \tag{4}$$

$$\mu_\rho = \mu_V \; ; \quad \mu_{\omega,\phi} = \mu_s \; ; \quad \mu_B = \mathfrak{M}_B e/2m_N$$

и нерезонансные вклады учтены с помощью констант, определённых из условия нормировки.

Для нахождения констант a_{1B} использовалась следующая процедура. Найдем из (3) форм-факторы

$$G_M^N = F_1^N + \mathfrak{M}_N F_2^N \quad (N = p, n)$$

$$G_M^p = 2{,}79 - \sum_B \frac{c_B}{1 - m_B^2/q^2} \tag{5}$$

$$G_M^n = -1{,}91 - \sum_B \frac{\eta_B c_B}{1 - m_B^2/q^2} \tag{6}$$

$$\eta_\rho = -1; \quad \eta_{\omega,\phi} = 1,$$

где

$$c_B = \tfrac{1}{2} a_{1B} + \mathfrak{M}_B a_{2B} . \tag{7}$$

По данным для G_M^p [5] находим допустимые интервалы параметров c_B. Эти интервалы оказываются довольно широкими. Чтобы сузить их, используем данные для G_M^n [6] и находим c_B. Далее, используя условие $\langle r_n^2 \rangle_1 = 0$, где $F_1^N = 1 + \frac{1}{6}\langle r_N^2 \rangle q^2 + 0(q^4)$, получаем:

$$\frac{a_{1\rho}}{m_\rho^2} = \frac{a_{1\omega}}{m_\omega^2} + \frac{a_{1\phi}}{m_\phi^2} = \frac{1}{6} \langle r_p^2 \rangle_1 . \tag{8}$$

$\langle r_p^2 \rangle_1$ определяется из F_1^p при малых q^2 по данным работы [7]. Зная $\langle r_p^2 \rangle_1$, из (8) находим $a_{1\rho}$ и выражаем $a_{1\omega}$ через $a_{1\phi}$. Используя известные значения c_B, находим $a_{2\rho}$ и выражаем $a_{2\omega}$ и $a_{2\phi}$ через $a_{1\phi}$.

Наконец, $a_{1\phi}$ определяется по данным для $G_E^N = F_1^N + (q^2/4m_N^2)\mathfrak{M}_N F_2^N$ из работ [5] (G_E^p) и [6,7] (G_E^n). В результате получаем следующие значения параметров:

$$a_{1\rho} = 1{,}36 \ ; \quad 1{,}85\, a_{2\rho} = 2{,}58 \ ; \quad a_{1\omega} = 3{,}90$$
$$0{,}06\, a_{2\omega} = -1{,}49 \ ; \quad a_{1\phi} = -4{,}00 \ ; \quad 0{,}06\, a_{2\phi} = 1{,}96 . \tag{9}$$

Ошибка в определении $a_{1\rho}$ порядка 10%. Для остальных параметров ошибка может быть больше 40%, так как возможны корреляции между $a_{1\omega}$ и $a_{1\phi}$. Кривые для G_M^N и G_E^N, соответствующие параметрам (9), и экспериментальные данные приведены на чертежах.

Покажем, что найденные значения параметров согласуются с данными по пион-нуклонному рассеянию [8], если предположить, что пионный форм-фактор целиком определяется ρ - мезонным вкладом [9]. Пионному форм-фактору в нашей модели соответствует лагранжиан $L_{\gamma\rho}$ (1) и

$$L_{\rho\pi\pi} = g_{\rho\pi\pi} : \epsilon_{\alpha\beta\gamma}\, \Phi^\alpha \partial^n \Phi^\beta \rho_n^\gamma : \tag{10}$$

Выражая с их помощью ρ -мезонный вклад в форм-фактор, пренебрегая другими вкладами^{x)} и используя условия нормировки, находим

$$e F_{\pi^+}(q^2) = \frac{g_{\gamma\rho}\, g_{\rho\pi\pi}}{m_\rho^2 - q^2} ; \quad g_{\gamma\rho} = \frac{e m_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}} . \tag{11}$$

Записав с помощью (10) вклад ρ -мезона в пион-пионное рассеяние в состоянии с $T = J = 1$, мы можем связать $g_{\rho\pi\pi}^2$ с шириной ρ мезона $\Gamma = 100$ Мэв:

$$g_{\rho\pi\pi}^2 / 4\pi = \frac{3}{2} m_\rho^2 \left(\frac{m_\rho^2}{4} - m_\pi^2\right)^{-3/2} \Gamma = 2{,}0 . \tag{12}$$

Из (4), (11), и (12) находим константу связи ρ -мезона с нуклоном:

$$g_{\rho NN}^2/4\pi = \tfrac{1}{4} a_{1\rho}^2\, g_{\rho\pi\pi}^2 / 4\pi = 0{,}91 . \tag{13}$$

Эта же константа может быть найдена из пион-нуклонного рассеяния. В работах [8,1] показано, что $g_{\rho\pi\pi}\, g_{\rho NN}/6\pi = 0{,}95 \pm 0{,}2$. Отсюда и из (12) получаем $g_{\rho NN}/4\pi = 1{,}0 \pm 0{,}4$, что хорошо согласуется с (13). При этом как в данной работе, так и в работе [8],

$$m_\rho^2\, g'^2_{\rho NN} / g_{\rho NN}^2 \approx 2{,}3 . \tag{14}$$

Заметим, что хорошее согласие оценок для $g_{\rho NN}^2$ является косвенным подтверждением формулы (11), выведенной из предположения, что в мезонных форм-факторах достаточно учесть лишь ближайшие резонансные вклады.

С помощью форм-фактора (11) можно оценить разность масс заряженного и нейтрального пионов, если воспользоваться моделью электромагнитной массы сильно взаимодействующих частиц Чжоу Гуан-чжао и Огиевецкого [17]. Эта модель состоит в замене заряда частицы и ее форм-фактор в обычном выражении для электромагнитной массы. Такая замена дает конечное выражение, если форм-фактор убывает на бесконечности (для нуклонов в этой связи см. работы [18,19]). Так как форм-фактор нейтрального пиона равен нулю, то для электромагнитной разности масс положительного и нейтрального пионов имеем следующее выражение

---

x) Заметим, что ω - и ϕ -мезоны не дают вклада в пионный форм-фактор.

$$m_{\pi^+} - m_{\pi^0} = \frac{ie^2}{2(2\pi)^4 m_{\pi^0}} \int d^4 q \, \frac{[F_{\pi^+}(q^2)]^2}{q^2} \left\{ 4 - \frac{(2p-q)^2}{(p-q)^2 - m_{\pi^0}^2} \right\}. \tag{15}$$

откуда

$$\frac{m_{\pi^+} - m_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} = \frac{a}{8\pi} [\, 4f(x) + x(x-4) f'(x) + 2x \,] \tag{16}$$

$$x = m_\rho^2 / m_{\pi^0}^2 , \quad f(x) = x\left(\tfrac{1}{2}\ln x + \sqrt{\frac{x-4}{x}} \ln \frac{\sqrt{x} - \sqrt{x-4}}{2}\right). \tag{17}$$

Подставляя сюда $x = 31$, , получаем для отношения (16) значение 0,031, что хорошо согласуется с экспериментальным значением 0,034.

Рассмотрим теперь точно таким же образом электромагнитную структуру K -мезонов. Это, в частности, позволит оценить константу связи ϕ -мезона с нуклоном по экспериментальной разности масс нейтрального и заряженного K -мезонов.

Форм-факторы K -мезонов с помощью лагранжианов

$$L_{BKK} = i g_{BKK} (:K^+ B_n \partial^n K: - :\partial^n K^+ B_n K:) , \quad \rho_n = \rho_n^a \tau_a \tag{18}$$

записываются в виде:

$$F_{K^+} = \sum_B \frac{m_B^2 h_B}{m_B^2 - q^2} , \qquad F_{K^0} = \sum_B \frac{\eta_B m_B^2 h_B}{m_B^2 - q^2} . \tag{19}$$

Из условия нормировки получаем

$$h_\rho = h_\omega + h_\phi = \tfrac{1}{2} . \tag{21}$$

Электромагнитная разность масс K^0 и K^+ мезонов в модели [17] при этом равна

$$\frac{m_{K^0} - m_{K^+}}{m_K} = \frac{a}{4\pi} \rho \left[(\tfrac{1}{2} - h_\phi) J(\rho, \omega) + h_\phi J(\rho, \phi) \right], \tag{22}$$

где ρ , ω и ϕ означают квадраты отношений масс соответствующих частиц к массе K -мезона и

$$J(x,y) = \frac{y}{y-x} \left[\frac{4-y}{y} f(y) - \frac{4-x}{x} f(x) - 2\ln\frac{y}{x} \right]. \tag{23}$$

Подставляя в (22), (23) $m_{K^0} - m_{K^+}/m_K = 4/496$, $\rho = 2{,}29$, $\omega = 2{,}48$, $\phi = 4{,}24$, находим

$$h_\phi = -6{,}8 . \tag{24}$$

(19), (21) и (24) полностью определяют форм-факторы K -мезонов.

Константу $g_{\phi KK}$ можно оценить по ширине распада

$$\phi \to K^+ + K^- \quad \Gamma \approx 3$$

$$g^2_{\phi KK}/4\pi = \frac{3}{2} m_\phi^2 \left(\frac{m_\phi^2}{4} - m_{K^+}^2\right)^{-3/2} \Gamma \cong 2{,}40 \qquad m_{K^+} = 494 \text{ Мэв}. \tag{25}$$

Отсюда и из (4) получаем

$$g^2_{\phi NN}/4\pi = (a_{1\phi}/2h_\phi)^2 \, g^2_{\phi KK}/4\pi = 0{,}2 , \tag{26}$$

т.е. величину примерно в 5 раз меньшую чем для связи ρ мезона с нуклоном. При этом

$$g'^2_{\phi NN} \, m_\phi^2 / g^2_{\phi NN} = 0{,}28 . \tag{27}$$

Связь ϕ -мезона с фотоном, наоборот, оказывается более сильной, чем связь ρ -мезона

$$\frac{g^2_{\gamma\phi}/m_\phi^4}{g^2_{\gamma\rho}/m_\rho^4} = \frac{g^2_{\rho\pi\pi}}{g^2_{\phi KK}} h_\phi^2 = 40 \tag{28}$$

$$\frac{g^2_{\gamma\rho}}{4\pi m_\rho^4} = \frac{e^2}{4\pi g^2_{\rho\pi\pi}} = 0{,}04 \frac{e^2}{4\pi} . \tag{29}$$

Заметим, что если вместо (22), (24) потребовать, чтобы электрический радиус K^0 -мезона был равен 0 (по аналогии с нейтроном [14]), то константа (26) возрастает до 300.

Из (21) и (11) получаем, что $g_{\rho KK} = \tfrac{1}{2} g_{\rho\pi\pi}$. Это соотношение в модели Сакураи [2] и унитарной симметрии [20] выполняется для голых констант. При этом $g^2_{\rho KK}/4\pi \simeq 0{,}5$, что примерно в 5 раз меньше, чем (25). Это не противоречит соотношению унитарной симметрии [20] для голых констант $g_{\rho KK}/g_{\rho\pi\pi} = \sqrt{3}$, если ϕ принадлежит октету и противоречит приближению длины рассеяния для $K\bar{K}$ -рассеяния в состоянии $T = J = 1$ [15], которое дает $g^2_{\rho KK}/4\pi \approx 10$.

Рассмотрим в заключение константы связи ω мезона с нуклоном и K мезоном. Для $g^2_{\omega NN}/4\pi$ в различных работах получены различные оценки: 2,9 [10]; 10 [11,12]; 25 [13]. При этом связь ϕ -мезона с нуклоном не учитывалась, что в силу (26), по-видимому, оправдано. Из (4), (9) имеем

$$g'^2_{\omega NN} \, m_\omega^2 / g^2_{\omega NN} \approx 0{,}1 . \tag{30}$$

Из (21), (24), (4) и (9) получаем

$$g_{\omega KK}/g_{\omega NN} = \frac{2h_\omega}{a_{1\omega}} = 3{,}7 , \tag{31}$$

откуда следует, что $g^2_{\omega KK}/4\pi > 40$.

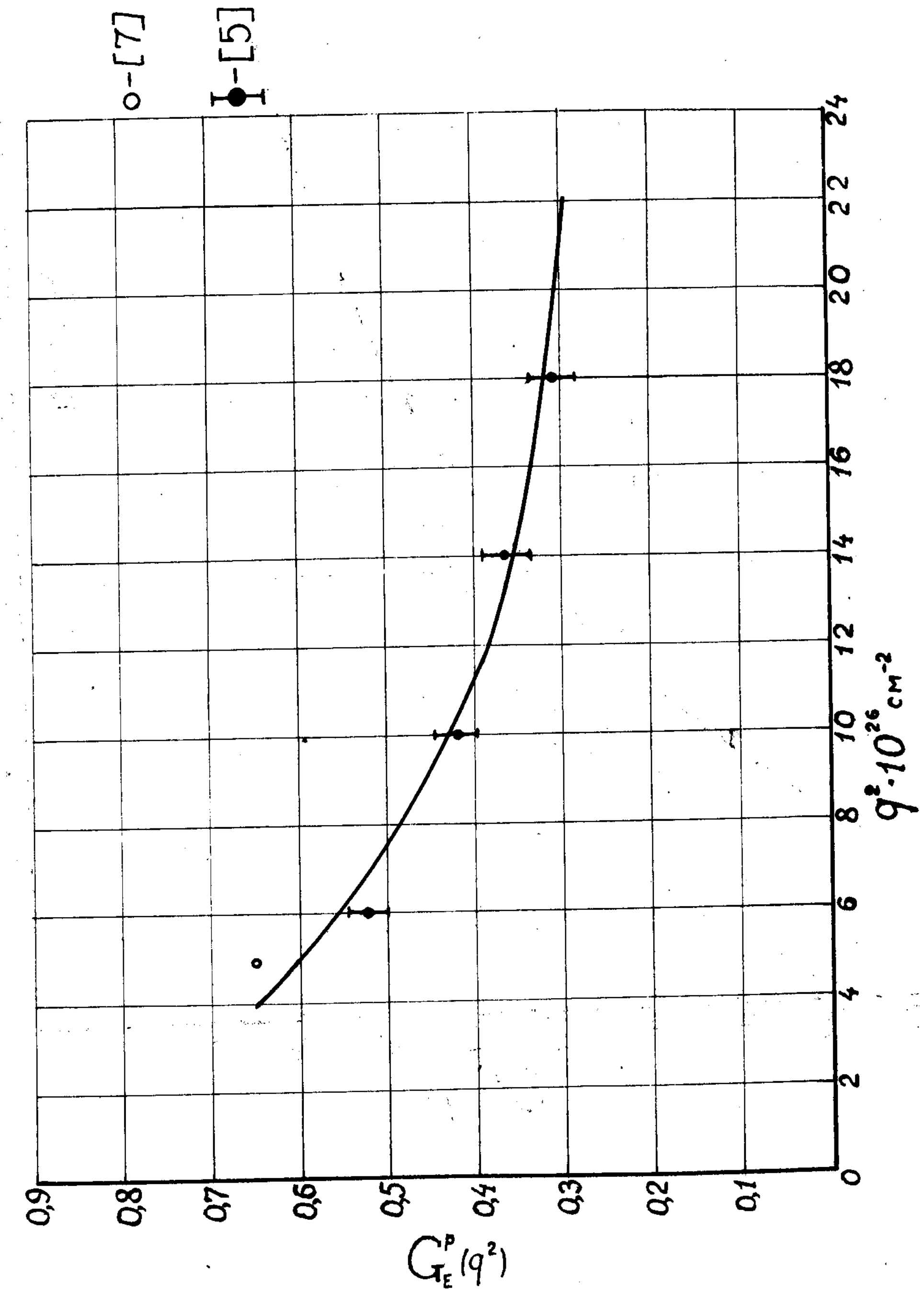
Таким образом, отношения констант связи ρ с π и K и ϕ с K не противоречат соотношениям унитарной симметрии [20], если ϕ принадлежит октету. В то же время для связей с нуклоном мы получили отношение $g^2_{\phi NN}/g^2_{\rho NN} = 0,2$, что значительно меньше числа 3, предсказываемого унитарной симмерией [20] и соответствует схеме Швингера [3].

Рассмотрим, наконец, отношения $g_{\rho\pi\pi}/g_{\rho NN} = 2/a_{1\rho} = 1,5$ и $g_{\phi KK}/g_{\phi NN} = 2h_{\phi}/a_{1\phi} = 3,4$. Они значительно отличаются от соответствующих отношений голых констант −2 и −1 в калибровочных теориях [2,20].

Литература

1. Л.Д. Соловьев, Чэнь Цун-мо. ЖЭТФ, 42, 526 (1962).
2. J.J.Sakurai. Ann. of Phys. 11, 1 (1962).
   Перевод: Элементарные частицы и компенсирующие поля, "Мир", Москва, 1964 (ЭЧКП).
3. J.Schwinger. Phys. Rev. Lett. 12, 916 (1964).
4. M.W.Kirson. Phys. Rev. 132, 1949 (1963).
5. J.H.Dunning, Jr.K.W.Chen, N.F.Ramsey, W.Shlaer, J.H.Walker and R.Wilson. Phys Rev. Lett. 10, 500 (1963).
6. Hand, Miller, Wilson. Rev. Mod. Phys. 35, 335 (1963).
7. P.Stein, R.W.McAllister, B.D.McDaniel and W.M.Woodward. Phys. Rev. Lett. 9, 403 (1962).
8. M.Curassi, G.Passatore. Nuovo Cim. 27, 1156 (1963).
9. P.T.Matthews. Conference International d'Aix-en-Provence Sur Les Particules, 14–20 sept. 1961, vol.2, 87 (1962).
10. I.G.Belinfante. Phys. Rev. 128, 2403 (1962).
11. J.J.Sakurai. Phys. Rev. 119, 1784 (1960).
12. R.I.Phillips. Phys. Lett. 3, 21 (1962).
13. R.S.McKean. Phys. Rev. 125, 1399 (1962).
14. V.A.Lyulka, A.A.Startzev. Phys. Lett. 4, 74 (1963).
15. G.P.Singh. Progr. Theor. Phys. 30, 327 (1963).
16. J. Steinberger. Report at the Sienna Conference (October 1963).
17. Чжоу Гуан-чжао, В.И. Огиевецкий, ЖЭТФ, 37, 866 (1959).
18. K.W.Chen et al. Phys. Rev. Lett. 11, 561 (1963).
19. A.P.Balachandran et al. Phys. Rev. Lett. 12, 209 (1964).
20. M.Gell-Mann. Report CTSL-20

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июня 1964 г.



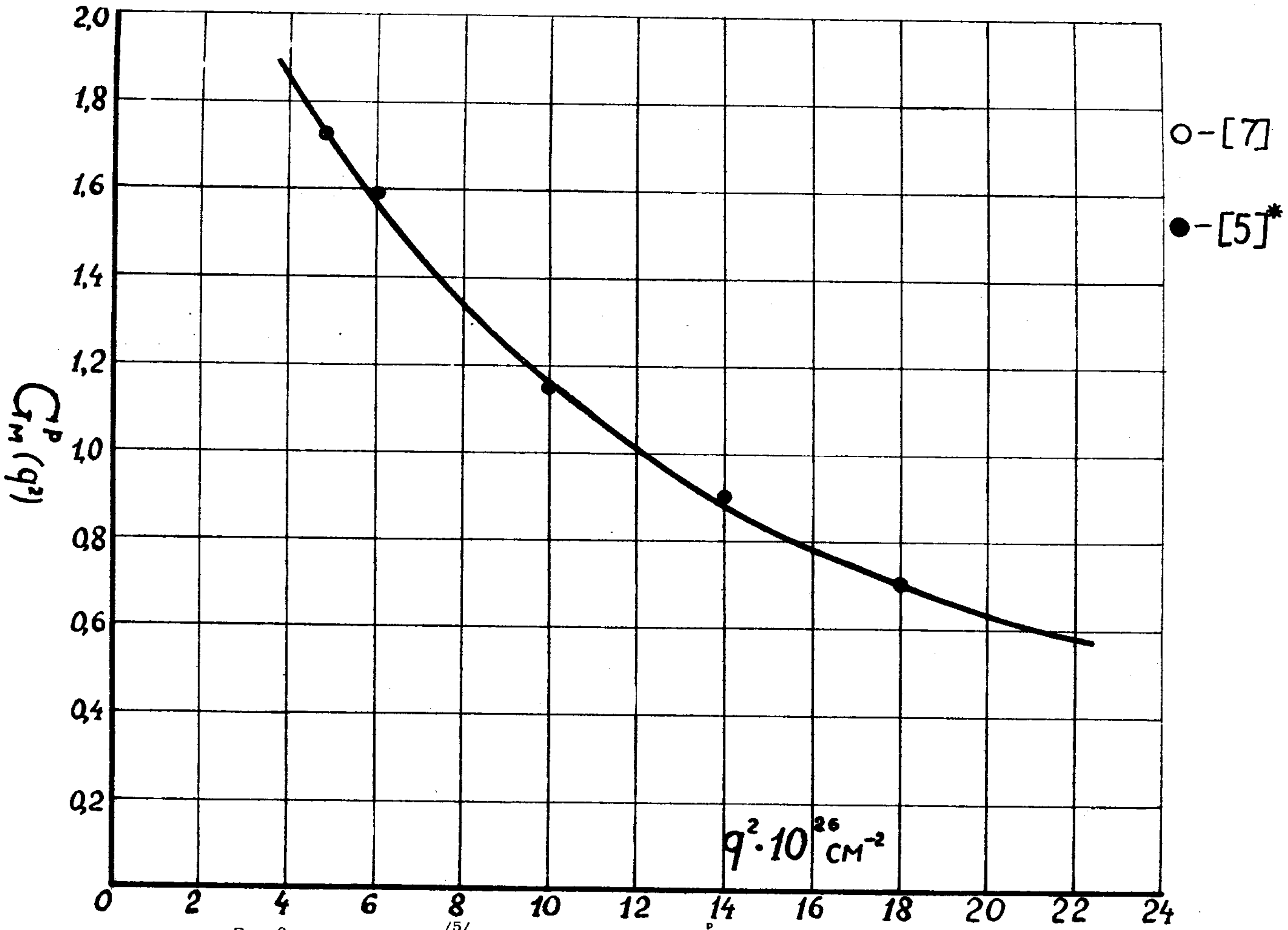


Рис. 2. Авторы работы /5/ ошибки измерения для G_M^p не приводят, но сообщают, что они меньше ошибок для G_E^p.

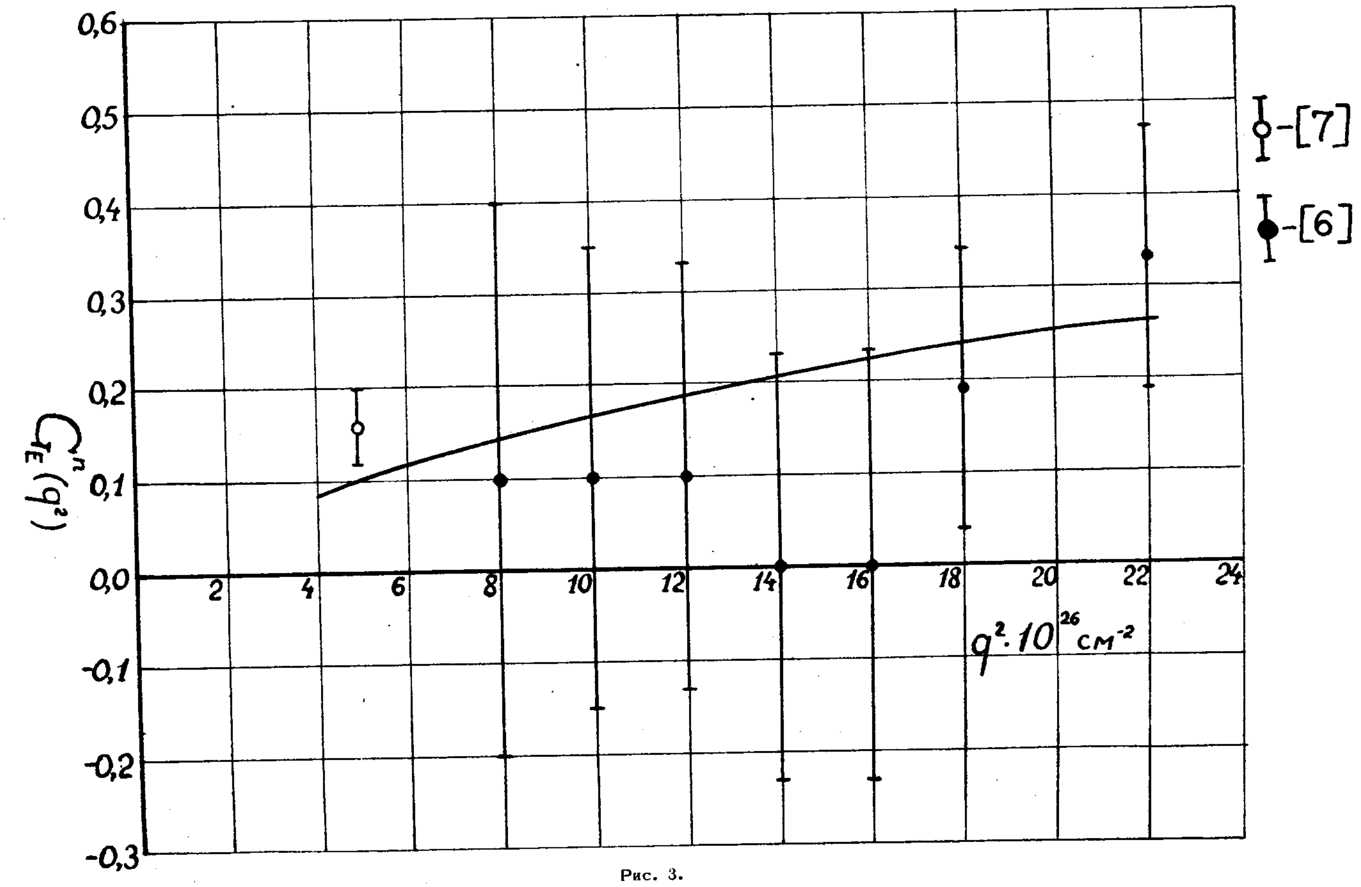


Рис. 3.

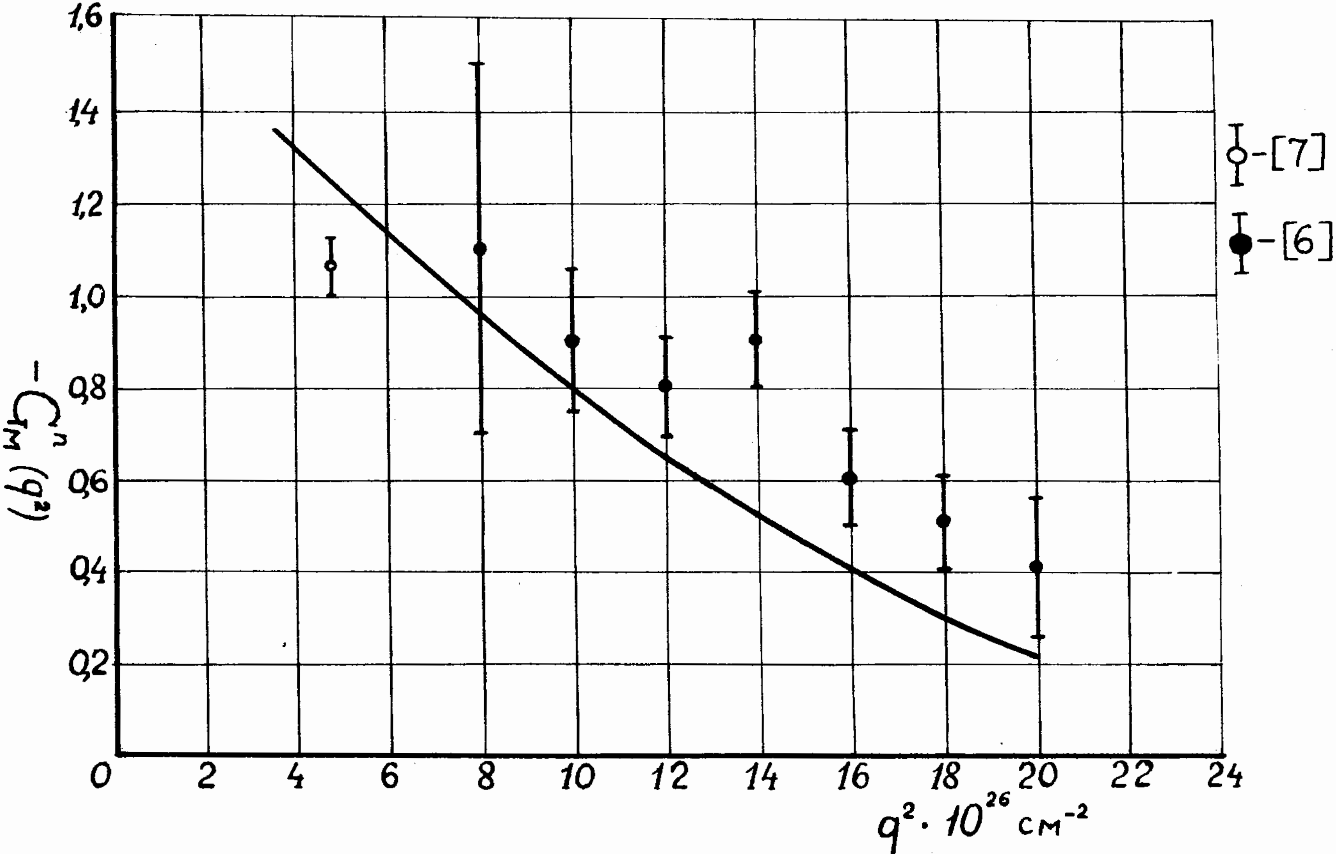

1,6
1,4
1,2
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
$-G_M^n(q^2)$
$q^2 \cdot 10^{26}$ см$^{-2}$
-[7]
-[6]

Рис. 4.