



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

---

Сянь Дин-чан, Ху Ши-кэ

Д-696

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ  
ФОРМФАКТОРЕ  $\pi^0$  МЕЗОНА  
*ЖЭТФ, 1961, т 41, в 2, с 600-602.*

Сянь Дин-чан, Ху Ши-кэ

Д-696

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ  
ФОРМФАКТОРЕ  $\pi^0$  МЕЗОНА

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

1029/9  
57

Можно надеяться, что эксперименты, использующие встречные электронно-позитронные пучки из ускорителя, станут возможными в близком будущем. Интересно заметить, что электромагнитный формфактор  $\mathcal{F}^0$  мезона может быть изменен в реакции:



Учитывая, что эффективный гамильтониан взаимодействия псевдоскалярного  $\pi^0$  мезона с электромагнитными полями должен быть инвариантен при трансляциях и вращениях пространства, запишем его в виде:

$$H_i = \iiint d^4x d^4y d^4z \tilde{F}((x-z)^2, (y-z)^2, (x-y)^2) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\sigma} \frac{\partial A_\alpha(x)}{\partial x_\beta} \frac{\partial A_\gamma(y)}{\partial y_\sigma} \phi_0(z), \quad /2/$$

где  $\phi_0$  и  $A_\alpha$  - поле псевдоскалярного  $\pi^0$  мезона и электромагнитное поле, соответственно,  $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\sigma}$  - антисимметричный единичный тензор четвертого ранга.

Если ограничиться наименьшим порядком теории возмущений для электромагнитного взаимодействия между электроном и позитроном, то фейнмановская диаграмма для процесса /1/ может быть представлена на рис.1.

Матричный элемент, соответствующий этой диаграмме, имеет вид:

$$\langle qk | S | p_e p_\pi \rangle = \frac{-e}{(2\pi)^2} \frac{1}{\sqrt{q_0 k_0}} \varepsilon_{\mu\beta\gamma\sigma} \bar{v}(-\vec{p}_\pi) e_\gamma (p_\pi + p_e)_\beta \quad /3/$$

$$\gamma_\mu u(\vec{p}_e) \cdot \frac{k_\sigma}{(p_e + p_\pi)^2} F((p_e + p_\pi)^2, 0, m_{\pi^0}^2),$$

где  $p_\pi$ ,  $p_e$ ,  $k$  и  $q$  - четырех-импульсы позитрона, электрона, фотона и  $\pi^0$  мезона;  $e_\gamma$  - вектор поляризации фотона;  $F(k_1^2, k_2^2, k_3^2)$  - Фурье-образ функции  $\tilde{F}$  в /1/ в импульсном пространстве, являющийся, по определению, электромагнитным формфактором  $\mathcal{F}$ -мезона.

Полное сечение для процесса /1/ имеет вид:

$$\sigma(E) = \frac{e^2}{4\pi} \frac{1}{3} \frac{(1-x)^3(1+2y)}{(1+x)(1-4y)^{1/2}} F^2(-E^2, 0, m_{\pi^0}^2) \quad /4/$$

где  $E$  - полная энергия в системе центра масс;  $x = \frac{m_{\pi^0}^2}{E^2}$ ,  $y = \frac{m_e^2}{E^2}$ ,  
 $m_{\pi^0}$  и  $m_e$  - массы  $\pi^0$  мезона и электрона. Измерение  $\sigma(E)$ , как  
 видно из /4/, даст сведения об электромагнитном формфакторе  $\pi^0$  мезона.

Для того, чтобы оценить величину  $\sigma(E)$ , вместо  $F^2(-E^2, 0, m_{\pi^0}^2)$ , мы  
 подставим в /4/  $F^2(0, 0, m_{\pi^0}^2)$ , который связан с  $\tau$  - временем жизни  
 $\pi^0$  мезона соотношением:

$$F^2(0, 0, m_{\pi^0}^2) = \frac{8\pi}{m_{\pi^0}^3 \tau} \quad /5/$$

Если мы берем  $\tau = (2.3 \pm 0.8) \times 10^{-16}$  сек. /1/, тогда из /4/ имеем:

$$\sigma(E) = f(E) \sigma, \quad /6/$$

где  $\sigma = (2.8 \pm 1.4 \pm 0.8) \times 10^{-35}$  см<sup>2</sup>,  $f(E)$  представлена на рис.2.

Интересно также заметить, что такой эксперимент дает некоторые сведения  
 о вкладе промежуточного  $3\pi$  состояния в формфактор  $\pi^0$  мезона.

Используя типичную технику дисперсионных соотношений, легко показать  
 /например, см. /2/, что

$$\frac{1}{2\pi\sqrt{\pi}q_0} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \bar{v} \gamma_\mu u e_\rho k_\beta k_\sigma F(k^2, 0, m_{\pi^0}^2) = \quad /7/$$

$$= e_\rho \bar{v} \gamma_\mu u \int d^4z e^{i(k+k)z} \langle 0 | T(J_\mu(\frac{z}{2}) J_\rho(-\frac{z}{2})) | 0 \rangle,$$

где  $J_\rho(\frac{z}{2})$  - ток сильно-взаимодействующих частиц. Далее, для простоты,  
 мы определим:

$$F(k^2, 0, m_{\pi^0}^2) \equiv F(\nu), \quad /8/$$

где  $\nu = k^2$ . Используя /7/, легко показать, что  $F(\nu)$  является аналитической  
 функцией на  $\nu$  -плоскости с разрезом от  $4m_{\pi^0}^2$  до  $\infty$ . Тогда дис-  
 персионное соотношение для  $F(\nu)$  записывается:

$$F(\nu) = F(0) + \frac{\nu}{\pi} \int_{4m_{\pi^0}^2}^{\infty} \frac{\text{Im} F(\nu')}{\nu'(\nu' - \nu)} d\nu', \quad /9/$$

где  $\text{Im } F(\nu)$  определен следующим образом :

$$\frac{1}{2\pi\sqrt{\pi}q_0} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \bar{v} \gamma_\mu u e_\rho k_\beta k_\sigma \text{Im } F(k^2, 0, m_{\pi^0}^2) = \quad /10/$$

$$= (2\pi)^4 \bar{v} \gamma_\mu u e_\rho \sum_n \langle 9 | J_\rho(0) | n \rangle \langle n | J_\mu(0) | 0 \rangle \delta^4(k - P_n),$$

где  $n = 2\pi, 3\pi, 4\pi \dots$ . Дальше мы ограничимся рассмотрением промежуточных состояний  $n = 2\pi$  и  $3\pi$ .

Вклад  $2\pi$  промежуточного состояния можно вычислить, используя знания 1/ структуры нуклона /вершинной функции  $\langle 2\pi | J_\mu(0) | 0 \rangle$  / и 2/ фоторождения пиона на нуклона /вершинной функции  $\langle 9 | J_\rho(0) | 2\pi \rangle$  /. Тогда можно ожидать, что вычитая из  $F(\nu)$  вклад  $2\pi$  промежуточного, можно получить оценку вклада  $3\pi$  промежуточного состояния. Поскольку задачи 1. и 2. пока не решены с достаточной точностью, мы этого сделать не можем и посмотрим только какие выводы можно сделать из измерений  $F(\nu)$  при таком положении.

Из /9/ сразу видно, что для малых  $\nu$  ( $\nu \ll 4m_{\pi^0}^2$ ) :

$$F(\nu) \sim F(0) + a\nu, \quad /11/$$

где  $a$  - некоторая постоянная. Для больших  $\nu$  ( $\nu < 4m_{\pi^0}^2$ ) если вклады  $2\pi$  и  $3\pi$  промежуточных состояний оба резонансные и имеют примерно одинаковые резонансные энергии, то:

$$F(\nu) \sim F(0) + \frac{b\nu}{\nu_0 - \nu}, \quad /12/$$

где  $b$  постоянная, а  $\nu_0$  квадрат резонансной энергии  $2\pi$  промежуточного состояния. Если эксперимент покажет, что формфактор  $\pi^0$  мезона имеет вид /12/, тогда это будет означать, что либо  $3\pi$  промежуточное состояние дает несущественный вклад в формфактор, либо оно важно, однако, его резонансная энергия примерно равна резонансной энергии  $2\pi$  состояния. Наоборот, если эксперимент покажет, что  $F(\nu)$  сильно отличен от вида /12/, то это будет означать, что  $3\pi$  промежуточное состояние дает важный вклад и либо не имеет резонансного характера, либо имеет, но с резонансной энергией, далекой от  $\nu_0$ .

Авторы благодарят проф. М.А. Маркова, который обратил их внимание на этот вопрос, а также Чжоу Гуан-чжао и участников семинара проф. Маркова М.А. за обсуждение.

Литература

1. Glaser. Proceeding of the 1960 International Conference on High Energy Physics at Rochester. P-30.
2. Berman S.M. and Geffen D.A. Nuovo Cimento, 18, 1192 (1960).

Рукопись поступила в издательский  
отдел 15 марта 1961 г.

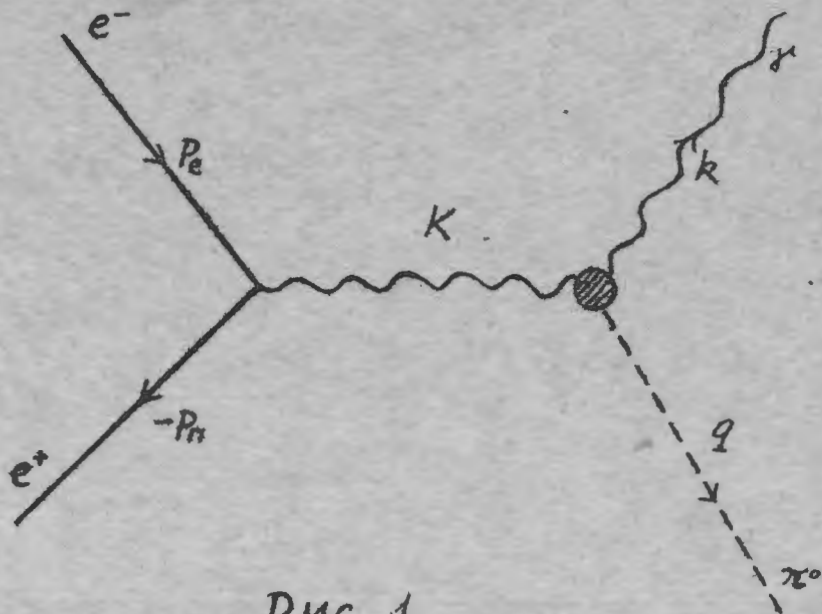


Рис. 1

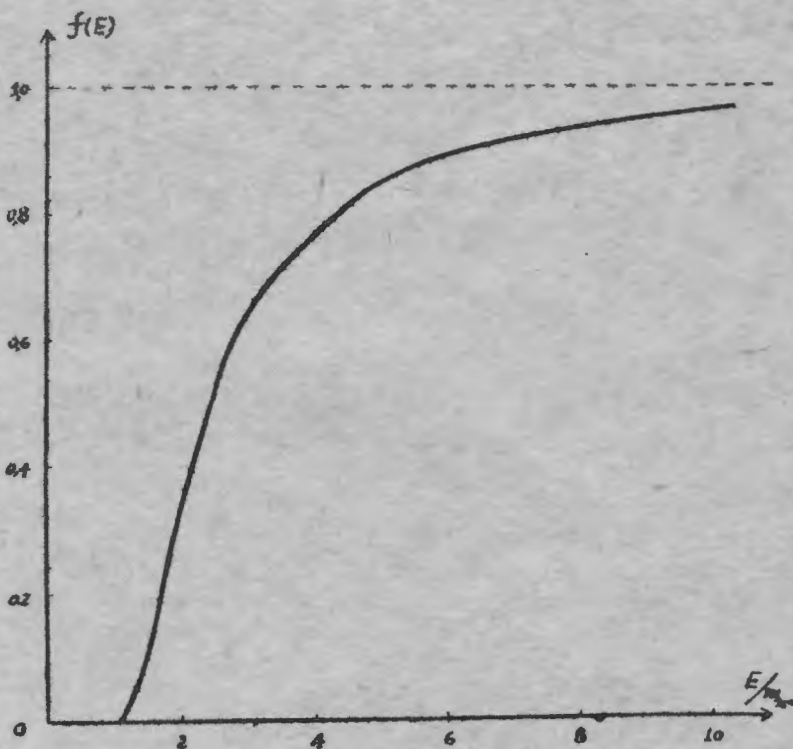


Рис. 2

Кривая зависимости функции  $f(E)$  от энергии электронно-позитронных пар.