*Краткие сообщения по физике № 3 март 1970*

# ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ АМПЛИТУД $\gamma N$ - РАССЕЯНИЯ И ЗНАК АМПЛИТУДЫ РАСПАДА $\pi^0 \to 2\gamma$

Л. В. Фильков

В работе[1], исходя из дисперсионных соотношений (д.с.) для амплитуды комптоновского рассеяния на нуклоне $T_5$ (обозначения те же, что и в работах[2,3]), были получены правила сумм для констант взаимодействия $\pi^0$, $\eta$ и $\chi$-мезонов. В настоящей работе проводится анализ указанных правил сумм для амплитуды распада $\pi^0 \to 2\gamma$ Сравнение найденного знака для этой амплитуды распада с экспериментальным[4] приводит к выводу о появлении в амплитуде $\gamma p$ -рассеяния $T_5$ дополнительного члена, зависящего только от $t$ и обеспечивающего нужный знак амплитуды распада $\pi^0 \to 2\gamma$ в рассматриваемых правилах сумм. Этот дополнительный член приводит к уменьшению дифференциального сечения $\gamma p$ -рассеяния на угол $\theta \neq 0$ в области малых энергий. Состояние в аннигиляционном канале, дающее вклад в указанный квазилокальный член, имеет следующие квантовые числа: $I = 1$, $P = -1$, $G = -1$, $C = 1$.

Предполагая, что амплитуда $T_5$ $(s,t)$ стремится к постоянному пределу при $s \to \infty$ и фиксированном $t < 0$, и используя низкоэнергетический предел[5] для амплитуды $T_5$ $(s = m^2,\ t = 0)$, можно получить следующие правила сумм

$$\Lambda\,(t = 0) = \frac{e^2}{2m}\left[\left(2\mu'_p + \mu'^2_p\right)\frac{1+\tau_3}{2} + \mu_n^2\,\frac{1-\tau_3}{2}\right] - \\ - \frac{2}{\pi}\int\limits_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\ T_5\,(s', t=0)}{s' - m^2}\,ds', \qquad (1)$$

где $\mu'_p = 1{,}79$, $\mu_n = -1{,}91$ – аномальные магнитные моменты протона и нейтрона соответственно, а $\Lambda(t)$ – – квазилокальный член, зависящий только от $t$ и выражающийся через дисперсионный интеграл от мнимой части амплитуды $T_5$ в $t$ -канале $\mathrm{Im}\, T_5^{(\mathrm{s})}(t)$ (не зависящий от $s$ и $u$ )

$$\Lambda(t) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, T_5^{(\mathrm{s})}(t')dt'}{t' - t} \tag{2}$$

Рассмотрим изовекторную часть амплитуды $T_5$. Если предположить, что $\Lambda^{(v)}(0)$ в основном насыщается $\pi^0$ – мезонным полюсом, то получим

$$\frac{g_{\pi NN}}{2} F_\pi = \frac{e^2}{4m}\left(2\mu'_p + \mu_p'^2 - \mu_n^2\right) - \frac{2}{\pi}\int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, T_5^{(v)}(s', t=0)}{s' - m^2}\, ds' \tag{3}$$

где $g_{\pi NN}$ – константа взаимодействия $\pi$ – мезона с нуклоном, $F_\pi$ -амплитуда распада $\pi^0 \to 2\gamma$, введённая Гольдбергером и Трейманом[6] и выражающаяся через время жизни $\pi^0$ -мезона $\tau_{\pi^0}$ как

$$F_\pi^2 = \frac{64\pi}{\mu_{\pi^0}^3 \tau_{\pi^0}}. \tag{4}$$

Аналогичные правила сумм были получены Пагельсом[7].

При вычислении $\mathrm{Im}\, T_5^{(v)}(s,0)$ мы будем полагать, что основной вклад в эту амплитуду в низкоэнергетической области ( $s \leqslant 100\mu^2$) обусловлен интерференцией $s$ -волновых амплитуд фоторождения $\pi$ - мезонов на нуклоне:

$E_{0+}^{(-)}$ и $E_{0+}^{(+)}$ с $E_{0+}^{(0)}$ Эти амплитуды в области $s \leqslant 100\mu^2$ вычислим таким же образом, как и в работе[8]. В результате получим:

$$\frac{g_{\pi NN}}{2} F_\pi = (0{,}072 + 0{,}040)\,\frac{1}{m} = 0{,}112\,\frac{1}{m}. \tag{5}$$

Найденное для $\frac{g_{\pi NN}}{2} F_\pi$ значение соответствует времени жизни $\pi^0$ - мезона $\tau_{\pi^0} \approx 1{,}7.10^{-16}$сек, что неплохо согласуется с экспериментом.

Из (5) следует, что $F_\pi$ имеет тот же знак, что и $g_{\pi NN}$. Это находится в противоречии со знаком $F_\pi$, полученным Гольдбергером и Трейманом[6] в предположении, что $\pi^0$ -мезон распадается на два $\gamma$ - кванта через нуклон-антинуклонную пару. Если для амплитуды рассеяния $\gamma$ -квантов на протоне $T_5^{(p)}(s,t)$ записать д.с. с вычитанием в виде[3]

$$T_5^{(p)}(s,t) = e^2(1+\mu_p') m\left[\frac{1}{m^2-s}+\frac{1}{m^2-u}\right] + \frac{e^2}{2m}(2\mu_p'+\mu_p'^2)+$$
$$+\frac{g_{\pi NN}F_\pi}{2(\mu_{\pi^0}^2-t)}t+\frac{m^2-u}{\pi}P\int_{(m+\mu)^2}^{\infty}ds'\,\mathrm{Im}\,T_5^{(p)}(s',t)\times$$
$$\times\left[\frac{1}{(s'-s)(s'-m^2+t)}-\frac{1}{(s'-u)(s'-m^2)}\right]-$$
$$-\frac{t}{\pi}P\int_{(m+\mu)^2}^{\infty}ds'\frac{\mathrm{Im}\,T_5^{(p)}(s',u=m^2)}{(s'-m^2+t)(s'-m^2)}+\frac{t}{\pi}\int_{9\mu^2}^{\infty}\frac{\mathrm{Im}\,T_5^{(\pi)}(t',u=m^2)}{t'(t'-t)}dt', \tag{6}$$

(где $\mathrm{Im}\,T_5^{(\pi)}(t',u)$ -мнимая часть амплитуды $T_5^{(p)}$ в $t$ -канале), то найденный в настоящей работе знак амплитуды $F_\pi$, вследствии того что $t<0$, будет приводить в области энергий налетающего фотона $\nu \lesssim 300$ мэв к уменьшению амплитуды $T_5$ (в противоположность $F_\pi$ из работы[6]), а следовательно к уменьшению в указанной области дифференциального сечения $\gamma p$-рассеяния. (Заметим, что вклад интегралов от $\mathrm{Im}\,T_5^{(p)}$ в области $\nu<300$ Мэв положителен).

Такой же знак, что и в настоящей работе для амплитуды $F_\pi$ был получен[1)] в работе Пагельса[7], а также

1). В работе Окубо[9], где знак амплитуды распада $F_\pi$ используется для выбора между различными моделями элементарных частиц, сделано ошибочное утверждение, что из правил сумм[7,10,11] следует знак $F_\pi$, противоположный $g_{\pi NN}$ (т.е. $g_{\pi NN}F_\pi<0$ ).

в работах[10,11], где $g_{\pi NN} F_\pi$ было найдено из сверхсходящихся правил сумм по $u$ и $t$ при фиксированном $s = 0$ для амплитуд $\gamma N$ – рассеяния.

С другой стороны, экспериментально наблюдаемая в фоторождении $\pi^0$ –мезонов положительная интерференция[12] между амплитудой однофотонного обмена (Примакоф-эффект) и другими амплитудами фоторождения может быть интерпретирована[4] как указание на то, что знаки $F_\pi$ и $g_{\pi NN}$ противоположны.

Если это так, то в соотношениях (3) должен появиться дополнительный член, который обеспечивал бы правильный знак для амплитуды $F_\pi$. Мало вероятно, чтобы необходимая компенсация шла за счёт более точного учёта интегрального члена, так как в противном случае это привело бы к увеличению амплитуды $T_5^{(p)}$ (за счёт увеличения в (6) вклада интегралов от $\mathrm{Im}\, T_5^{(p)}$ ), а следовательно, к увеличению дифференциального сечения $\gamma p$ –рассеяния, что только усилило бы имеющиеся расхождения между теорией и экспериментом[3] в районе 180–220 Мэв.

Этот дополнительный член может появиться как вклад квазилокального члена $\tilde{\Lambda}^{(v)}$ в левую часть соотношения (3). При этом из требования обеспечения правильного знака и величины амплитуды $F_\pi$ следует

$$\tilde{\Lambda}^{(v)}(t = 0) = \Lambda_0 = 2\left| \frac{g_{\pi NN}}{2} F_\pi \right| . \qquad (7)$$

Так как $\tilde{\Lambda}^{(v)}$ входит в амплитуду $T_5$, то состояние в аннигиляционном канале, дающее вклад в $\tilde{\Lambda}^{(v)}$, имеет следующие квантовые числа:

$$I = 1,\ G = -1,\ P = -1,\ C = 1. \qquad (8)$$

Функцию $\tilde{\Lambda}^{(v)}(t)$ параметризуем в виде (для $t < 0$ )

$$\tilde{\Lambda}^{(v)}(t) = \frac{\Lambda_0 m_0^2}{m_0^2 - t} , \qquad (9)$$

В д.с. (6) этот член должен появиться из последнего интеграла и с учётом (9) будет иметь вид

$$\tilde{\Lambda}^{(v)}(t) - \tilde{\Lambda}^{(v)}(0) = \frac{\Lambda_v t}{m_v^2 - t}\,, \qquad (10)$$

приводя к уменьшению дифференциального сечения $\gamma p$ -рассеяния на угол $\theta \neq 0$ в области энергий налетающего $\gamma$ -кванта $\nu \leq 300$ мэв. Эффективная масса $m_v$ в принципе может оказаться малой, если $\tilde{\Lambda}^{(v)}$ обусловлено, например, "антисвязанным" состоянием системы трёх $\pi$ -мезонов. Однако она не может, повидимому, быть слишком малой ($m_v \approx \mu_{\pi^0}$) т.к. тогда бы суммарный эффект $\pi^0$ -мезонного полюса и квазилокального члена в дифференциальном сечении $\gamma p$ -рассеяния был бы таким же, как если бы мы учитывали только вклад $\pi^0$ -мезонного полюса со знаком, уменьшающим дифференциальное сечение ($g_{\pi NN} F_\pi > 0$). Как показано в работах[13,3] это противоречило бы экспериментальным данным, которые требуют более сильного роста дифференциального сечения $\gamma p$ -рассеяния при малых энергиях с углом, чем это получается в случае $g_{\pi NN} F_\pi > 0$ .

Квазилокальный член (10) может давать существенный вклад в угловое распределение $\gamma p$ -рассеяния при больших энергиях.

Автор выражает благодарность В.Я. Файнбергу за полезные обсуждения изложенного материала.

Поступила в редакцию
3 декабря 1969 г.

## Литература

1. Файнберг В. Я., Фильков Л. В. Письма ЖЭТФ, 5, 64 (1967).
2. Фильков Л. В. , Труды ФИАН, 41, 3, (1967).
3. Baranov P.S., Fil'kov V.L., Sokol G.A. Fortschritte der Physik, 16, 595 (1968).
4. Gilman F.J., preprint, SLAC-PUB-594 (1969).
5. Low F.E., Phys.Rev. 96, 1428 (1954) ; Gell-Man M., Goldberger M.L. Phys.Rev. 96, 1433 (1954).

6. Goldberger M.L., Treiman S.B. Nuovo Cimento , 9, 451 (1958).
7. Pagels H. Phys.Rev., 158, 1566 (1968).
8. Adler S.L., Gilman F.J. Phys.Rev., 152, 1460 (1966).
9. Ocubo S. Phys.Rev., 179, 1629 (1969).
10. Abarbanel H.D.I., Goldberger M.L. Phys.Rev., 165, 1594 (1968).
11. Coudhury S.R., Rajaraman R. Phys.Rev., 169,1218( 1968).
12. Braunschweig M., Braunschweig W., Husman D., Lübelsmeyer K., Schmitz D. Phys.Letters, 26B, 405 (1968).
13. Баранов П. С., Кузнецова В. А., Словохотов Л. И. Сокол Г. А., Фильков Л. В., Штарков Л. Н., Я. Ф. 5, 1221 (1967); Баранов П. С., Сокол Г. А., Фильков Л. В., Штарков Л. Н., Я.Ф. 7, 100 (1968).
14. Bemporad C., Braccini P.L., Foa L., Lübelsmeyer K., Schmitz D. Phys. Letters, 25B, 380 (1967).