Краткие сообщения по физике № 3 март 1970

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАКА МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА РАСПАДА $\pi^0 \to 2\gamma$ ИЗ ОПЫТОВ ПО УПРУГОМУ РАССЕЯНИЮ γ-КВАНТОВ НА ПРОТОНАХ

П. С. Баранов, А. В. Дембовский, Л. В. Фильков

В последнее время в ряде работ[1-3] проявляется определённый интерес к знаку амплитуды распада $\pi^0 \to 2\gamma$ (F_π). Этот знак, с одной стороны, позволяет провести отбор[2] между различными моделями элементарных частиц, а, с другой, сделать определённые заключения относительно вклада в амплитуду γN-рассеяния дополнительного квазилокального члена[3], обусловленного вкладом из t-канала с квантовыми числами $I = 1$, $G = -1$, $P = -1$, $C = 1$.

В работах[4,5] из сравнения экспериментальных данных по γp-рассеянию с результатами теоретических расчётов[6], проведённых на основе дисперсионных соотношений (д.с.), было получено, что знак амплитуды F_π должен быть противоположным знаку константы взаимодействия π-мезона с нуклоном $g_{\pi NN}$. Этот знак F_π совпадает со знаком, полученным из анализа[7] Примакоф-эффекта в фоторождении π^0-мезонов.

В настоящей работе проводится сравнение экспериментальных данных по γp-рассеянию с результатами, полученными из д.с.[5], которые построены при меньших ограничениях на асимптотику амплитуды рассеяния, а вычитательная функция в которых определена в более удобном виде, чем это имело место в работах[6].

Будем предполагать, что амплитуда рассеяния удовлетворяет асимптотическим условиям, вытекающим из требований реджевской полюсной теории. Тогда для амплитуд γp-рассеяния, чётных относительно замены $s \rightleftarrows u$, можно написать д.с. по s и u с одним вычитанием в точке u_0, а вычитательную функцию найти с помощью д.с. по t и s с одним вычитанием в точке t_0. Полагая $u_0 = m^2$, $t_0 = 0$, получим

$$\mathrm{Re}T_i(s,u,t) = \mathrm{Re}T_i(s=m^2,t=0) + r_i\left(\frac{1}{m^2-s} + \frac{1}{m^2-u}\right) +$$

$$+ \frac{\lambda_i t}{\mu^2(\mu^2-t)} + \frac{m^2-u}{\pi} P\int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' A_{1i}(s',t) \times$$

$$\times \left[\frac{1}{(s'-m^2+t)(s'-s)} - \frac{1}{(s'-m^2)(s'-u)}\right] -$$

$$- \frac{t}{\pi} P\int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \frac{A_{1i}(s',u=m^2)}{(s'-m^2)(s'-m^2+t)} +$$

$$+ \frac{t}{\pi}\int_{4\mu^2}^{\infty} dt' \frac{A_{3i}(t',u=m^2)}{t'(t'-t)}, \qquad (1)$$

где r_i – вычет в однонуклонном полюсе, A_1 и A_3 – мнимые части амплитуды T_i в s- и t-каналах соответственно. Вычет в π^0-мезонном полюсе λ_i следующим образом связан с амплитудой F_π распада $\pi^0 \to 2\gamma$

$$\lambda_i = 0 \quad \text{для} \quad i \neq 5,$$

$$\lambda_5 = \frac{e g \mu F_\pi}{2}\mu^2 .$$

Амплитуда F_π тождественна амплитуде, введённой М. Гольдбергером и С. Трейманом[8] и следующим образом связана с временем жизни π^0-мезона:

$$F_\pi^2 = \frac{64\pi}{\mu^3\tau} .$$

Для амплитуд, нечётных относительно замены $s \rightleftarrows u$, д.с. пишутся без вычитания.

$$\operatorname{Re} T_j(s,u,t) = r_j\left(\frac{1}{m^2-s} - \frac{1}{m^2-u}\right) + \frac{P}{\pi}\int\limits_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds'\, A_{1i}(s',t)\ \times$$

$$\times\ \left[\frac{1}{s'-s} - \frac{1}{s'-u}\right]. \qquad (3)$$

При численном анализе д.с. в разложении мнимой части амплитуды в s-канале (A_1) по промежуточным состояниям учитывались только амплитуды, соответствующие фоторождению одиночных π-мезонов на протонах. В амплитуде фоторождения удерживались s-волна (E_1) и парциальные волны, соответствующие резонансам M_{33}, E_{13} и E_{15}.

Вклад состояний из аннигиляционного канала в интеграл от A_3 рассматривался в двух вариантах. В первом варианте проводился учёт в A_3 только двухчастичных состояний с помощью диаграмм 4-го порядка теории возмущений.

Во втором варианте дополнительно к первому варианту с помощью бутстраповской модели учитывался вклад в A_3 состояний, не рассмотренных с помощью теории возмущений. С этой целью для разности амплитуд $T_i(s,t) - T_i(s,0)$ строились д.с. сначала по s и u при фиксированном t, а затем – по s и t при фиксированном u. Затем эти д.с. приравнивались. В результате интеграл от A_3 можно следующим образом выразить через интегралы от A_1, а следовательно, через интегралы от амплитуд фоторождения

$$\frac{t}{\pi}\int\limits_{4\mu^2}^{\infty} \frac{\bar{A}_{3i}(t',u=m^2)}{t'(t'-t)}\, dt' = \frac{1}{\pi}\int\limits_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \left\{\left[\bar{A}_{1i}(s',t) - \bar{A}_{1i}(s',0)\right] \times\right.$$

$$\left.\times\left(\frac{1}{s'-m^2+t} + \frac{1}{s'-m^2}\right) + \frac{t\left[\bar{A}_{1i}(s',u=m^2) - \bar{A}_{1i}(s',0)\right]}{(s'-m^2)(s'-m^2+t)}\right\}, \qquad (4)$$

где чёрточки над $A_{1(3)i}$ означают, что в эти амплитуды не включены члены, выражающиеся через диаграммы 4-го порядка теории возмущений.

Для сравнения использовалась вся совокупность имеющихся экспериментальных данных (см. например табл. 1 в[5]) от 50 до 120 Мэв и от 220 до 280 Мэв, в которых была исследована форма зависимости сечения от угла рассеяния. Экспериментальные данные, относящиеся к энергетической зависимости сечения, оказались менее чувствительными. Они не позволили браковать ни один из вариантов теоретических расчётов.

Сравнение результатов новых теоретических расчётов, как и ранее[4,5], проводилось с помощью критерия χ^2 Пирсона.

В результате проведённого анализа оказалось, что на 99% уровне достоверности экспериментальные работы бракуют первый вариант учёта вклада аннигиляционного канала (при любом знаке F_π). На 95% уровне достоверности бракуется второй вариант теоретических расчётов с $g_{\pi NN} F_\pi > 0$. Единственным вариантом теории, который не противоречит экспериментальным данным, является второй вариант расчётов с $g_{\pi NN} F_\pi < 0$. (Вариант 2^+ в обозначениях работы[5]).

Таким образом, знак амплитуды F_π противоположен знаку константы связи $g_{\pi NN}$, что находится в согласии как с ранее опубликованными результатами анализа γp-рассеяния[4,5], так и с результатами работ[7,8,9].

Кроме того, согласие экспериментальных данных со вторым вариантом теоретических расчётов свидетельствует, с одной стороны, о существенном вкладе в γN-рассеяние $\pi\pi$-взаимодействия, не охватываемого диаграммами четвёртого порядка теории возмущений, а, с другой, в пользу правильности выше проведённой бутстраповской модели учёта $\pi\pi$-взаимодействия.

Поступила в редакцию
23 декабря 1969 г.

Литература

1. Adler S.L. Phys. Rev., 177, 2426 (1969).
2. Ocubo S. Phys. Rev., 179, 1629 (1969).
3. Фильков Л. В., Я. Ф., в печати;
4. 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).
5. Baranov P.S., Fil'kov L.V., Sokol G.A. Fortschritte der Phys., 16, 595 (1968).
6. Фильков Л. В. Труды ФИАН, 41, 3 (1967). Я. Ф. 2, 352 (1965); Я.Ф. 3, 336 (1966).
7. Gilman J. Preprint SLAC PUB 594 (1969).
8. Goldberger M.L., Treiman S.B. Phys.Rev. 110, 1178 (1958).
9. Лапидус Л. И., Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 41, 294 (1961).