Литература

[1] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 41, 1221, 1961.
[2] В.В.Анисович, А.А.Ансельм. УФН, 88, 287, 1966.
[3] V.V.Anisovich, A.A.Anselm, V.N.Gribov. Nuclear Physics, 38, 132, 1962.
[4] В.В.Анисович. ЖЭТФ, 44, 1593, 1964; В.В.Анисович, Л.Г.Дахно. Препринт ИФВЭ, СТФ 67-4-К, 1967.
[5] J.K.Boeggild, K.H.Hansen, J.E.Hooper et al. Nuovo Cim., 19, 621, 1961; G.Giacomelli, D.Monti, G.Quareni et al. Phys. Lett., 3, 346, 1963; G.E.Kalmus, A.Kernan, R.T.Pu et al. Phys. Rev. Lett., 13, 99, 1964; V.Bisi, G.Borreani, R.Cester et al, Nuovo Cim., 35, 768, 1965.
[6] H.V.K.Hopkins, T.C.Bacon, F.R.Eisler. Proceed of the International Conf. on Weak Interactions, Oktober, 1965, p. 67.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ШИРИНЫ РАСПАДА $f^\circ \to 2\gamma$ ИЗ ДИСПЕРСИОННЫХ ПРАВИЛ СУММ

Г.М.Радуцкий

Исследование радиационных распадов адронов представляет большой интерес в связи с проверкой соотношений, вытекающих из предположения о существовании высших симметрий. Указанные симметрии могут очень сильно нарушаться, на что указывает, например, ситуация с соотношением между $\Gamma(\eta \to 2\gamma)$ и $\Gamma(\pi^\circ \to 2\gamma)$ [1]. Поэтому интересно получить сведения о радиационных распадах из разумной динамической модели, не использующей аргументы теории симметрии.

В последнее время для получения информаций о свойствах адронов используется метод дисперсионных правил сумм, которые выводятся на основе дисперсионных соотношений в предположении о достаточно быстром убывании амплитуд при больших энергиях [2]. В настоящей работе дисперсионное правило сумм для амплитуды реакции $\gamma + \gamma \to \pi^\circ + \pi^\circ$ применяется для вычисления ширины распада $f^\circ \to 2\gamma$. Эта величина уже была получена в работе [3], однако, значение $\Gamma_{f\to 2\gamma}/\Gamma_f \approx 6\%$, выведенное в ней, представляется нам слишком большим.

Инвариантная амплитуда реакции $\gamma + \gamma \to \pi^\circ + \pi^\circ$ может быть записана в виде [4]

$$T = D_\alpha(t, s, u) I_\alpha + D_\beta(t, s, u) I_\beta ,$$

где

$$I_\alpha = (e_1 e_2) - \frac{(e_1 k_2)(e_2 k_1)}{(k_1 k_2)} .$$

$$l_\beta = (e_1\Delta)(e_2\Delta)(k_1k_2) - (e_1k_2)(e_2\Delta)(k_1\Delta) - (e_2k_1)(e_1\Delta)(k_2\Delta) + \\ + \frac{(e_1k_2)(e_2k_1)(k_1\Delta)(k_2\Delta)}{k_1k_2}.$$

(k_1e_1) и (k_2e_2) – 4-импульсы и 4 – векторы поляризации фотонов, $\Delta = p_1 - p_2$ есть разность 4 – импульсов пионов

$$s = (k_1 + p_1)^2 = -q^2 - \omega_q^2 - 2q\omega_q\cos\phi,$$

$$u = (k_1 + p_2)^2 = -q^2 - \omega_q^2 + 2q\omega_q\cos\phi,$$

$$t = (k_1 + k_2)^2 = 4p^2 = 4\omega_q^2,$$

p – импульс фотона и q – импульс пиона в с.ц.и.

Можно показать, [5] на основе ограничений, накладываемых условием унитарности, что при $t \to \infty$ и $\cos\phi \neq \pm 1$

$$|D_\beta(t, s, u)| \leqslant t^{-5/4}.$$

Это позволяет записать для этой амплитуды дисперсионное правило сумм, используя дисперсионное соотношение по t при фиксированном s таком, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{Im}\, D_\beta(t, s)\,dt = 0.$$

Будем насыщать это правило сумм известными в настоящее время резонансами, используя приближение нулевой ширины. Легко видеть, что 0^+ – мезон не дает вклад в $\mathrm{Im}D_\beta(t, s)$. Вклад от $\phi \to \pi\gamma$ вершины очень мал. (В модели кварков эта вершина вообще запрещена [6]). Поэтому вклад ϕ-мезона в дальнейшем не учитывается. Не учитывается также вклад 1^+-мезонов с отрицательной зарядовой четностью, поскольку в настоящее время нет сведений о ширинах их радиационных распадов, и,по-видимому, они малы.

Учитывая, таким образом, в условии унитарности только f, ρ и ω–мезоны, получаем следующее соотношение для констант взаимодействия:

$$\frac{g_{f\pi\pi}\, g_{f\gamma\gamma}}{m_f^2} + \frac{g_{\rho\pi\gamma}^2}{4m_\rho^2} + \frac{g_{\omega\pi\gamma}^2}{4m_\omega^2} = 0,$$

которое не зависит от $\cos\phi$ в рассматриваемом приближении.

Если вычислить отсюда $\Gamma(f \to 2\gamma)$, предполагая, что $\Gamma_{\omega\to\pi\gamma} = 1{,}15$ *Мэв*, $\Gamma_{\rho\to\pi\gamma} = 0{,}6$ *Мэв*, $\Gamma_{f\pi\pi} = 100$ *Мэв* [7], то получается

$$\Gamma(f \to 2\gamma) = 0{,}02\ \textit{Мэв},$$

что составляет примерно 0,02% полной ширины f-мезона.

Автор благодарен С.Б.Герасимову за предложенную тему и большую помощь во время работы над ней.

Поступило в редакцию
10 августа 1967 г.

Литература

[1] А.М.Балдин. Докл. на междунар. конф. по электромагнитным взаимодействиям. Дубна, 1967.
[2] В.А.Матвеев, Л.Д.Соловьев, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе, В.П.Шелест. Препринт ОИЯИ Р2-3118.
[3] Л.В.Фильков. Письма ЖЭТФ, 5, 192, 1967.
[4] M.Gourdin, A.Martin. Nuovo Cim., 17, 224, 1960.
[5] B.R.Desai. Phys. Rev., 124, 1248, 1961.
[6] R.Van Royen. V.F.Weisshopf. Препринт M.I.T., 1967.
[7] A.H.Rosenfeld, A.Barbaro-Galtieri, W.J.Podolsky, L.R.Price, P.Soding, C.G.Wohl, M.Ross, W.J.Willis. Revs. Mod. Phys., 39, 1, 1967.