Краткие сообщения по физике № 11 ноябрь 1970

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ АМПЛИТУД $\Lambda\Lambda$- РАССЕЯНИЯ

А. Г. Григорьянц, Л. В. Фильков

В работах[1,2] правила сумм (п.с.), получающиеся путем приравнивания двух дисперсионных соотношений, написанных для одной и той же амплитуды исследуемого процесса при различных фиксированных переменных, строились для амплитуд NN - и $\Xi\Xi$ - рассеяния. В настоящей работе такие п.с. записываются для амплитуд $\Lambda\Lambda$ - рассеяния с целью определения констант связи (к.с.) мезонов, дающих вклад в $\Lambda\bar{\Lambda}$ - рассеяние, с Λ- гипероном. П.с. насыщаются η, ω, φ, σ, f и f' - мезонами, а вкладом s - канала пренебрегается. К.с. большинства из упомянутых мезонов с Λ -гипероном неизвестны. Для более полного разрешения уравнений, следующих из п.с., привлекается гипотеза векторной доминантности для электромагнитных формфакторов Λ- гиперона. Совместное рассмотрение п.с. и соотношений векторной доминантности для электромагнитных формфакторов Λ- гиперона позволяет определить к.с. η- мезона с Λ- гипероном, а к.с. ω -, φ- и σ- мезонов выражаются через один неизвестный параметр.

Кинематика $\Lambda\Lambda$ - рассеяния отличается от кинематики NN - рассеяния[3] только изотопической структурой. Изотопический спин Λ- гиперона равен нулю. Это сокращает число инвариантных амплитуд по сравнению с NN - рассеянием с десяти до пяти. Все остальные рассуждения относительно асимптотического поведения исследуемых амплитуд и выбора точки, в которой приравниваются два д.с., полностью совпадают с аналогичными рассуждениями в работах[1,2]. Следовательно, и в случае $\Lambda\Lambda$ - рассеяния тоже существует ряд амплитуд, допускающих написание п.с. Эти п.с. насыщаются η, σ, ω, φ, f и f' - мезонами, а вкладом s - канала полностью пренебрегается. Лагранжианы взаимодействия указанных выше мезонов с Λ - гипероном и соответствующие одномезонные вклады в амплитуды, для которых записываются п.с., отличаются от соответствующих лагранжианов и одномезонных вкладов для NN - рассеяния только из-за различия в изотопической структуре этих процессов и масс нуклона и Λ - гиперона. Поэтому эти лангранжианы и одномезонные вклады здесь не записываются.

Из п.с. для комбинаций амплитуд $\Lambda\Lambda$ - рассеяния нетрудно получить следующие соотношения для к.с. нестранных мезонов с Λ - гипероном:

$$0{,}4g_{2f}^2 \approx 0, \tag{1}$$

$$g_\omega^2 + g_\varphi^2 - (\mu_\omega^2/m^2)f_\omega^2 - (\mu_\varphi^2/m^2)f_\varphi^2 - g_\sigma^2 - 0{,}3g_{1f}^2 - 0{,}5g_{2f}^2 -$$

$$- 0{,}9g_{1f}g_{2f} - 0{,}2g_{1f'}^2 - 0{,}4g_{2f'}^2 - 0{,}7g_{1f'}g_{2f'} \approx 0, \tag{2}$$

$$g_\omega^2 + g_\varphi^2 - 4g_\omega f_\omega - 4g_\varphi f_\varphi + 4f_\omega^2 + 4f_\varphi^2 - g_\eta^2 - 0{,}35g_{2f}^2 -$$

$$- 0{,}3g_{2f'}^2 \simeq 0, \tag{3}$$

где m - масса Λ - гиперона, а $g_i^2 \equiv g_{i\Lambda\Lambda}^2/4\pi$, $g_{i\Lambda\Lambda}$ - к.с. i - го мезона с Λ - гипероном. Уравнений (1-3) недостаточно для определения всех входящих в них неизвестных к.с. Поэтому так же, как и в работе[2], привлечем гипотезу векторной доминантности для электромагнитных формфакторов Λ - гиперона при $t = 0$, которая дает дополнительно два уравнения

$$g_\omega/\gamma_\omega + g_\varphi/\gamma_\varphi = 0, \qquad (4)$$

$$2f_\omega/\gamma_\omega + 2f_\varphi/\gamma_\varphi = -k_\Lambda, \qquad (5)$$

где k_Λ - аномальный магнитный момент Λ- гиперона, а γ_ω и γ_φ- константы связи ω- и φ- мезонов с фотоном, определенные так же, как и в[2]. Экспериментальное значение k_Λ согласуется с предсказаниями SU(3) - симметрии[4] и берется равным

$$k_\Lambda \simeq -1{,}12. \qquad (6)$$

Приступим теперь к разрешению уравнений (1-6). Уравнение (1), по-видимому, говорит о малости к.с. g^2_{2f} (хотя эта константа не обязательно должна строго равняться нулю из-за малости коэффициента перед ней и приближенного характера уравнений). В уравнениях (2) -(3) вклады f и f' -мезонов входят с малыми коэффициентами. Учитывая это, а также малость константы g^2_{2f}, и считая, что остальные f и f'- мезонные константы не превышают сильно g_{2f}, пренебрежем вкладом f и f'- - мезонов в этих уравнениях. Следует отметить, что все эти пренебрежения в (2) могут сказаться только на величине константы g^2_σ.

Рассмотрим четыре уравнения (2), (3), (4) и (5), в которые входят шесть неизвестных констант g^2_η, g^2_σ, g^2_ω, g^2_φ, f^2_ω и f^2_φ. Из (4) имеем

$$g_\omega/g_\varphi = -\gamma_\omega/\gamma_\varphi\,. \qquad (7)$$

Привлекая для правой части (7) групповое соотношение, получим

$$g_\omega = \sqrt{2}\, g_\varphi. \qquad (8)$$

Введем обозначение

$$f_\omega = x f_\varphi. \qquad (9)$$

Используя (8) и (9), нетрудно получить из (3) квадратное уравнение относительно константы g_φ, зависящее от трех параметров g_η^2, x, f_φ

$$3g_\varphi^2 - 4g_\varphi(\sqrt{2}\,x + 1)f_\varphi + 4f_\varphi^2(x^2 + 1) - g_\eta^2 = 0. \qquad (10)$$

Условие действительности g_φ, эквивалентное требованию положительности дискриминанта уравнения (10), с учетом (5) и (9) приводит к условию

$$g_\eta^2 \geq (1/3)k_\Lambda^2\gamma_\omega^2. \qquad (11)$$

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по константам γ_ρ, γ_ω, γ_φ [4] не противоречат предсказанию теории групп, которая для отношения этих констант дает

$$\gamma_\rho : \gamma_\omega : \gamma_\varphi = 1 : 3 : (-3/\sqrt{2}). \qquad (12)$$

В дальнейших расчетах будет использоваться соотношение (12) с $\gamma_\rho^2/4\pi \approx 2$. Учитывая вышесказанное и (6), получим из (11)

$$g_\eta^2 \gtrsim 7{,}5. \qquad (13)$$

SU (3) - симметрия выражает эту константу через к.с. π- мезона с нуклоном следующим образом:

$$g_{\eta\Lambda\Lambda}^2 = \frac{4}{3}(1 - \alpha^P)^2 g_{\pi NN}^2, \qquad (14)$$

где α^P есть отношение $F/(F + D)$ для октета псевдоскалярных мезонов. Из сравнения (13) и (14) вытекает ограничение на α^P

$$\alpha^P \lesssim 0{,}38,$$

что находится в согласии с α^P, полученным в работе[2]. Примем для g_η^2 в (13) нижнюю границу, т.е.

$$g_\eta^2 \approx 7{,}5. \qquad (15)$$

Учитывая (15), нетрудно выразить все оставшиеся константы связи через один неизвестный параметр x

$$f_\omega = x f_\varphi, \quad g_\omega = \sqrt{2}\, g_\varphi, \quad g_\varphi \simeq 1{,}6(\sqrt{2}\, x + 1)/(x - \sqrt{2}),$$

$$f_\varphi \simeq 2{,}46/(x - \sqrt{2}),$$

$$g_\sigma^2 \simeq 13(x^2 + 1{,}7x + 0{,}24)/(\sqrt{2} - x)^2.$$

Авторы благодарны А. А. Комару, А. И. Лебедеву, В. А. Петрунькину и В. А. Цареву за обсуждение изложенного материала.

Поступила в редакцию
27 июля 1970 г.

Литература

1. А. Г. Григорьянц, Л. В. Фильков. Препринт ФИАН, № 161, 1969 г.
2. А. Г. Григорьянц, Л. В. Фильков. Препринт ФИАН, № 19, 1970 г.
3. M. L. Goldberger, M. T. Grisaru, S. W. MacDowell, D. Y. Wong. Phys. Rev., 120, 2250 (1960).
4. H. Joos. Proceedings of the Heidelberg International conference on the elementary particles. Amsterdam. 1968. G. Ebel, H. Pilkuhn, F. Steiner. Nucl. Phys., B 17, 1 (1970).