ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2879

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.А. Матвеев

ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ПРОЦЕССА АННИГИЛЯЦИИ

1966

Р - 2879

В.А. Матвеев

ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ПРОЦЕССА АННИГИЛЯЦИИ

Направлено в ЯФ

Недавно в работах [1-3] был предложен новый метод получения правил сумм на базе одномерных дисперсионных соотношений для процессов рассеяния и фоторождения мезонов на барионах. Этот метод не предполагает какой-либо алгебры токов, а базируется лишь на локальности токов и принципе микропричинности, позволяющих писать дисперсионные соотношения, и предположении о количестве вычитаний в этих дисперсионных соотношениях.

Считая, например, что для некоторой амплитуды $f(s,t)$ справедливы дисперсионные соотношения вида:

$$f(s,t) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{Im}\, f(s',t)\,ds'}{s'-s}\ , \quad s\cdot f(s,t) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{Im}\, f(s',t)\,s'ds'}{s'-s}\ , \qquad (1)$$

получим следующее правило сумм:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} ds\, \mathrm{Im}\, f(s,t) = 0\ . \qquad (2)$$

При практическом использовании дисперсионных правил сумм (2) обычно ограничиваются лишь ближайшими резонансами в промежуточных состояниях.

В работе [4] дисперсионные правила сумм для процессов рассеяния и фоторождения октета мезонов на октете барионов были рассмотрены в рамках $SU(3)$ -симметрии при учете октета и декуплета барионов в промежуточных состояниях. При этом как для рассеяния, так и для фоторождения возникает четыре соотношения между константами связи и магнитными моментами барионов, соответствующих четырем независимым кросс-симметричным унитарным структурам в разложении амплитуд.

Три из них имеют совместное решение, которое в случае рассеяния, например, может быть записано в виде:

$$d/f = 3\ ; \quad g^2_{\pi NN} = \frac{4}{3}\, g^2_{\pi NN^*}\left\{\frac{4}{3}m^2 - \frac{[M^2+m^2-\mu^2][(M-m)^2-\mu^2]}{6M^2}\right\}, \qquad (3)$$

где μ , m , M – массы мезона, барион и изобары соответственно. Однако четвертое соотношение, соответствующее той унитарной структуре, в которую могут давать вклад унитарные синглеты барионов, противоречит остальным и удовлетворяется лишь тривиальным решением.

Как было показано в работе [4], выход из этой ситуации может заключаться в учете дополнительных промежуточных состояний, кроме октета и декуплета барионов, или в модификации правил сумм (2) введением вычитаний в дисперсионные соотношения (1).

В настоящей работе мы рассмотрим дисперсионные правила сумм для процесса аннигиляции $b + \bar{b} \to P_1 + P_2$ барионного и антибарионного октетов в пару октетов псевдоскалярных мезонов в рамках $SU(3)$-симметрии. В промежуточных состояниях мы будем учитывать октет и декуплет барионов и нонет векторных мезонов.

Запишем амплитуду аннигиляции в форме

$$\mathfrak{M} = \bar{u}(A + \hat{Q}B)u \quad , \quad \hat{Q} = ½(\hat{q}_1 - \hat{q}_2) , \tag{4}$$

где q_1 , q_2 – импульсы мезонов.

Спин-флип амплитуда $B(s,t)$ имеет унитарную структуру вида:

$$B(s,t) = \sum_{i=0}^{3} I_i^{(\pm)} B_i^{(\pm)}(s,t) , \tag{5}$$

где

$$I_1^{(\pm)} = Sp(\bar{b}P_2 P_1 b) + Sp(\bar{b}P_1 P_2 b) ,$$

$$I_2^{(\pm)} = Sp(\bar{b}bP_1P_2) + Sp(\bar{b}bP_2P_1) ,$$

$$I_3^{(\pm)} = Sp(\bar{b}P_2 bP_1) + Sp(\bar{b}P_1 bP_2) ,$$

$$I_0^{(\pm)} = Sp(\bar{b}P_2) \cdot Sp(bP_1) + Sp(\bar{b}P_1) \cdot Sp(bP_2) ,$$

причем
$$\sum_{i=1}^{3} I_i^{(+)} = I_0^{(+)} + Sp(\bar{b}b) \cdot Sp(P_1 P_2) .$$

Считая, что для амплитуд $B_i^{(-)}(s,t)$ справедливы дисперсионные соотношения вида (1), получим правила сумм

$$\int_{-\infty}^{+\infty} ds \, Im \, B_i^{(-)}(s,t) = 0 \quad , \quad (i = 0,1,2,3) . \tag{6}$$

При использовании правил сумм (6) мы ограничимся учетом нонета векторных мезонов в прямом канале и октета и декуплета барионов в перекрестных каналах.

Матричный элемент перехода $b + \bar{b} \to V$ определяется следующим выражением:

$$\mathcal{M}_{b+\bar{b}\to V} = \bar{u}\left(g_1\gamma_\mu + i\frac{g_2}{2m}\sigma_{\mu\nu}k_\nu\right)^F u \cdot Sp(V_\mu[b\bar{b}]) +$$

$$+ \bar{u}\left(g_1\gamma_\mu + i\frac{g_2}{2m}\sigma_{\mu\nu}k_\nu\right)^D u \cdot Sp(V_\mu\{b\bar{b}\}) . \tag{7}$$

Определяя величины
$$g^{F,D} = g_1^{F,D} + g_2^{F,D} ,$$

получим систему соотношений:

$$g_{VP}\cdot(g^F + g^D) = (d+f)^2 + \frac{2}{3}g_*^2\cdot R ; \tag{8а}$$

$$g_{VP}\cdot(g^F - g^D) = (d-f)^2 - \frac{1}{3}g_*^2\cdot R ; \tag{8б}$$

$$0 = d^2 + \frac{3}{8}g_*^2 R ; \tag{8в}$$

где (при $t = t_{min} = \mu^2 - m^2$)
$$R = \frac{1}{6M^2}\{M^2[3M^2 - 3\mu^2 - m^2] - [M^2 + m^2 - \mu^2][(M-m)^2 - \mu^2]\}$$
и константы связи нормированы так, что

$$g_{\pi NN} = d + f ; \quad g_{\pi NN^*} = g_* ; \quad g_{\rho\pi\pi} = \frac{1}{\sqrt{2}}g_{VP} . \tag{9}$$

Невыписанное четвертое соотношение, соответствующее унитарной структуре $I_8^{(-)}$, выполняется тождественно.

Унитарной структуре $I_0^{(-)}$, в которую могут давать вклад унитарные синглеты барионов, соответствует соотношение (8в), имеющее лишь тривиальное решение.

В данной работе мы оставляем в стороне вопрос о роли дополнительных промежуточных состояний и возможной модификации правил сумм (6) введением вычитаний в дисперсионных соотношениях /4/ и будем рассматривать лишь соотношения (8а) и (8б).

Комбинируя соотношения (8а) и 8б), можно получить соотношение

$$g_{VP}\cdot(3g^F - g^D) = (d+f)^2 + 2(d-f)^2 , \tag{10}$$

которое не содержит кинематического фактора R и не зависит от действительного соотношения масс.

В пределе вырождения масс октета и декуплета барионов, используя результаты работы [4] (3), из соотношений (8а) и (8б) получаем:

$$g^D / g_F = 5/7 . \tag{11}$$

Уравнение (8а) представляет собой соотношение между константами связи нестранных частиц, которое, используя (9), можно представить в виде:

$$\frac{g_{\rho\pi\pi} \cdot g^1_{\rho NN}}{6\pi} (1 + x) = \frac{1}{8} (\frac{g^2_{\pi NN}}{4\pi}) + \frac{2}{9} (\frac{g^2_{\pi NN^*}}{4\pi}) \cdot R , \tag{12}$$

где

$$x = \frac{g^2_{\rho NN}}{g^1_{\rho NN}} .$$

Анализ экспериментальных данных по пион-нуклонному рассеянию и электромагнитным формфакторам нуклонов [5] позволяет определить

$$\frac{g_{\rho\pi\pi}\, g_{\rho NN}}{6\pi} = 1.0 \pm 0.2 ; \quad x = 3.8 \pm 0.1 . \tag{13}$$

Отметим, что в полюсной модели электромагнитных формфакторов нуклонов

$$x = \mu_p - \mu_n - 1 = 3.76 . \tag{14}$$

Подставляя в уравнение (12) значения $(\frac{g^2_{\pi NN}}{4\pi}) = 14,6 \pm 0,5$ и $(\frac{g^2_{\pi NN^*}}{4\pi}) = 9,4 \pm 0,2$ Гэв$^{-2}$ и используя (14), получим

$$\frac{g_{\rho\pi\pi} \cdot g^1_{\rho NN}}{6\pi} = 1.2 \pm 0.1 , \tag{15}$$

что находится в хорошем согласии с экспериментом.

В заключение подчеркнем, что дисперсионные правила сумм для аннигиляционных процессов позволяют получить соотношения, связывающие мезон-мезонные и мезон-барионные константы связи. Соотношения подобного рода не могут быть получены на основе алгебр токов или высших спин-унитарных симметрий.

Автор искренне благодарен академику Н.Н. Боголюбову, Б.В. Струминскому и А.Н. Тавхелидзе за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. Л.Д. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Е-2343, Дубна, 1965.
2. И.Г. Азнаурян, Л.Д. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Е-2544, Дубна, 1966.
3. В.А. Матвеев, В.Г. Писаренко, Б.В. Струминский. Препринт ОИЯИ, Е-2821, Дубна, 1966.
4. В.А. Матвеев, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ, Е-2831, Дубна, 1966.
5. L.D. Soloviev, A.V. Shchelkachov. Nuclear Phys., 76, 684 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 августа 1966 г.