АСИМПТОТИЧЕСКАЯ $SU(3)$-СИММЕТРИЯ, УГЛЫ КАБИББО И ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ КОНСТАНТ СВЯЗИ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ С БАРИОНАМИ

С.Б.Герасимов

В настоящей заметке обсуждаются некоторые дисперсионные правила сумм для вершинных функций, полученные при условии справедливости следующих предположений:

1. В асимптотической области больших переданных импульсов для формфакторов вершин выполняются следствия, вытекающие из не нарушенной $SU(3)$-симметрии.

2. Дисперсионные интегралы насыщаются вкладом ближайших полюсов в t-канале. Рассмотрим матричный элемент слабого тока адронов в обкладках между состояниями октета барионов. Кабиббо [1] выдвинул предположение, что оператор тока имеет вид:

$$J_\mu = V_\mu + A_\mu, \qquad (1а)$$

$$J_\mu = \cos\theta\,(J_\mu^1 + iJ_\mu^2) + \sin\theta\,(J_\mu^4 + iJ_\mu^5), \qquad (1б)$$

где V_μ и A_μ -векторный и аксиальный токи и унитарные индексы $i = 1,2,4,5$ определяют члены октета токов с правилами отбора по странности $\Delta S = 0, 1$. Определение параметров теории по экспериментальным данным дало следующие значения [2]:

$$\sin\theta_V = 0{,}21 \qquad \sin\theta_A = 0{,}27$$

$$D/D+F = 0{,}665 \pm 0{,}018. \qquad (2)$$

Имея в виду, что лептонные распады барионов, использовавшиеся для получения (2), сопровождаются малыми передачами импульсов, мы сделаем следующее предположение: в асимптотической области $t \to \infty$ все формфакторы локального тока (1а) $F^\lambda(t)$ описываются 3 параметрами θ_∞, $F_F^\lambda(t)$, $F_D^\lambda(t)$, где индексы $\lambda = V, A, T, P$ характеризуют спиновую структуру и значения θ_∞ и D/F могут отличаться от (2). Введение зависящих от t углов Кабиббо в лагранжиан слабого взаимодействия было бы эквивалентно нелокальной связи адронного и лептонного токов. В отличие от (1б) мы вводим углы θ_∞ просто как способ параметризации формфакторов в области $t \to \infty$. Ниже мы будем рассматривать "сверхсходящиеся" дисперсионные соотношения [3,4]

$$\int_0^\infty \mathrm{Im}\, G(t)\, dt = 0, \tag{3}$$

где $G(t)$ есть соответствующая комбинация формфакторов "индуцированного псевдоскаляра" $F^P(t)$ (индекс P далее всюду опускается). Если в дисперсионном интеграле (3) оставлять лишь вклады полюсов из-за обмена псевдоскалярными мезонами, то мы приходим к следующим выводам:

1. Константы связи $\pi(K)$-мезонов с барионами удовлетворяют соотношениям $SU(3)$-симметрии.

2. Соотношения $SU(3)$-симметрии, связывающие константы π-мезонов с константами K-мезонов могут нарушаться. Рассмотрим комбинацию формфакторов

$$G(t) = \frac{\sqrt{2}}{\cos\theta_\infty} F_{n\to p}(t) + \frac{1}{\sin\theta_\infty}(\sqrt{3}F_{\Lambda\to p}(t) - F_{\Sigma^0\to p}(t)). \tag{4}$$

Подставляя (4) в (3) и учитывая гипотезу насыщения, получаем правило сумм

$$2\frac{f_\pi}{\cos\theta_\infty} g_{pp\pi^0} + \frac{f_K}{\sin\theta_\infty}(\sqrt{3}g_{p\Lambda K} - g_{p\Sigma K}) = 0, \tag{5}$$

где

$$\frac{w(\pi\to\mu\nu)}{w(K\to\mu\nu)} = \frac{f_\pi^2 m_\pi (1 - m_\mu^2/m_\pi^2)^2}{f_K^2 m_K (1 - m_\mu^2/m_K^2)^2} = 0{,}745 \pm 0{,}014$$

$$g^2_{pp\pi^0}/4\pi = 14{,}6 \pm 0{,}6. \tag{6}$$

Учитывая связь между $g_{p\Lambda K}$ и $g_{p\Sigma K}$ согласно $SU(3)$-симметрии, находим

$$\mathrm{tg}\,\theta_\infty = -\sqrt{3}\,\frac{f_K g_{p\Lambda K}(1 + D/F)}{f_\pi g_{pp\pi^0}(3 + D/F)}. \tag{7}$$

Константа связи $g_{p\Lambda K}$ определялась недавно в ряде работ [5–8] из дисперсионных соотношений для KN-рассеяния: $g^2_{p\Lambda K}/4\pi = 4{,}8 \pm 1{,}0$ [5]; $5{,}9 \pm 1{,}0$ [6]; $6{,}8 \pm 2{,}4$ [7]; $7{,}4 \pm 1{,}2$ [8]. Подставляя последовательно в (7) значения $g_{p\Lambda K}$ и $D/F = 3/2$, 2 и 3, получаем следующие границы на величину $\sin\theta_\infty$:

$$0{,}16 \leqslant |\sin\theta_\infty| \leqslant 0{,}23. \tag{8}$$

Нижняя (верхняя) граница в (8) соответствует значениям $D/F = {}^{3}/_{2}(3)$ и $g^{2}_{p\Lambda K}/4\pi = 4,8\ (7,4)$. Заметим, что $\sin\theta_V = 0,21$ находится в пределах (8). Представляется привлекательным поэтому оставить одну универсальную константу в теории:

$$\lim_{t\to\infty} \sin\theta_A(t) = \sin\theta_\infty = \sin\theta_V = 0,21 \qquad (9)$$

Экспериментальные следствия (8) и (9) могут быть проверены в реакциях:

$$\nu + N \to \ell + N,$$
$$\nu + N \to \ell + Y \qquad (10)$$

при больших передаваемых импульсах.

В заключение автору приятно поблагодарить А.М.Балдина, А.Б.Говоркова и В.А.Матвеева за интерес к работе и полезные замечания.

Поступило в редакцию
3 ноября 1967 г.

Литература

[1] N.Cabibbo. Phys. Rev. Lett., 10, 531, 1963.
[2] N.Cabibbo. Proc. of the 13 Int. Conf. on High Energy Physics, p.29-48, University of California, Berkeley, 1967.
[3] Л.Д.Соловьев. Препринт Е-2343, Дубна, 1965 г.
[4] V. de Alfaro, S.Fubini, G.Rossetti, G.Furlan. Phys. Lett., 21, 576, 1966.
[5] M.Lusignoli, M.Restignoli, G.Snow, G. Violini. Phys. Lett., 21, 229, 1966.
[6] A.A.Carter. Phys. Rev.Lett., 18, 801, 1967.
[7] N.Zovko. Phys. Lett., 23, 143, 1966.
[8] H.P.G.Rood. Nuovo Cim., 50A, 493, 1967.