УНИВЕРСАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕДЖЕ-ЧАСТИЦ С ВЕКТОРНЫМИ И СКАЛЯРНЫМИ ТОКАМИ

А.А.Мигдал

1. В недавней работе Кабиббо, Хорваца и Не'емана [1] была высказана гипотеза, что редже-частицы, соответствующие векторным и тензорным мезонам (V- и T-реджионы), взаимодействуют с векторными и скалярными токами:

$$F_i(A) = \langle A \,|\int d^3x\, \bar{q}(x)\gamma_0\lambda_i q(x)|\, A\rangle, \tag{1}$$

$$S_i(A) = \langle A\,|\int d^3x\, \bar{q}(x)\lambda_i q(x)|\,A\rangle. \tag{2}$$

Здесь $F_i(A)$, $S_i(A)$ – вершины испускания реджиона V_i или T_i частицей A; 4 – импульс реджиона считается равным нулю; $i = 0,1,\ldots 8$ – унитарный индекс; $q(x) = (p, n, \lambda)$ – оператор поля кварков; γ_0 – матрица Дирака; λ_i – матрицы Гелл-Манна ($\lambda_0 \equiv \sqrt{2/3}\,I$); матричный элемент в (2), по определению, берется в системе покоя частицы A. Нормировка $|A\rangle$ такова, что для кварков $F_i(q) = S_i(q) = \lambda_i$.

Вкладу полюса Редже в амплитуду рассеяния частиц A и B соответствует диаграмма, приведенная на рисунке, и соответствующий вклад в полное сечение σ^t_{AB} от V- и T-реджионов равен, как известно [2]

$$\sigma^t_{AB}(s) = s^{-1}\sum_{i=0}^{8} S_i(A)S_i(B)(s/\nu_i^s)^{\alpha_i^s} - F_i(A)F_i(B)(s/\nu_i^v)^{\alpha_i^v}. \tag{3}$$

Здесь s – инвариантный квадрат энергии в ц-системе; α_i^v, α_i^s – значение траектории реджиона i при нулевом передаваемом импульсе; ν_i^v, ν_i^s – множитель размерности квадрата массы, по определению не зависящий от рассеиваемых частиц A и B.

2. В работах [1,3] взаимодействие (1) и (2) рассматривалось в рамках нерелятивистской кварковой модели. При этом для того, чтобы добиться согласия с опытом, приходилось отказаться от гипотезы постоянства сечений: наилучшему согласию с опытом соответствовал выбор в (3) $\alpha_f = 0{,}92$ вместо $\alpha_f = 1$ для f-полюса Померанчука.

Цель этой заметки – рассмотреть взаимодействие (1) и (2) без помощи кварковой модели и показать, что при этом противоречие с гипотезой постоянства сечений исчезает.

Для этого мы предположим, что оператор нарушения $SU(3)$-симметрии принадлежит к тому же октету, что и операторы (2) (такая добавка к гамильтониану соответствует утяжелению λ-кварка). Тогда S_8 с точностью до несущественного общего множителя совпадает с добавкой к массе первого порядка по нарушению $SU(3)$:

$$S_8(\text{барион}) = M - M_0,\quad S_8(\text{мезон}) = (m^2 - m_0^2)/2m_0. \tag{4}$$

Здесь $M_0 = (\Sigma + \Lambda)/2$, $m_0^2 = (\eta^2 + \pi^2)/2$ – невозмущенные массы. Отсюда, зная константы f и d для массовых формул, легко найти остальные S_i при $i \neq 0$ с помощью $SU(3)$-преобразования формулы (4).

Что касается векторных констант F_i, то они, как известно, не перенормируются (см. [4]), поэтому результат кварковой модели здесь останется без изменений:

$$F_\omega = Y + 2B, \quad F_\rho = 2T_{1,2,3}, \quad F_\phi = \sqrt{2}(Y - B). \qquad (5)$$

Здесь T_i – изоспин, B – барионный заряд, Y – гиперзаряд.

$$F_\omega = \sqrt{2/3}\,F_0 + \sqrt{1/3}\,F_8, \quad F_\phi = -\sqrt{1/3}\,F_0 + \sqrt{2/3}\,F_8.$$

Теоретическая точность формул (4) и (5) различна: (4) имеет точность $SU(3)$-симметрии $\sim$20% для мезонов и $\sim$10% для барионов, а (5) представляют собой точные соотношения.

Таблица 1

	Теория	Обработка опыта
$F_\rho(p)/F_\rho(\pi^+)$	0,5	0,7 ± 0,4
$F_\omega(p)/F_\omega(K^+)$	3	3,0 ± 0,2
$F_\rho(p)/F_\rho(K^+)$	1	1,2 ± 0,8

Таблица 2

	Теория	Обработка опыта
$-S_8(p)/S_8(K^-)$	2,3	2,8
$-S_8(\pi^-)/S_8(K^-)$	2,0	1,6
$-S_3(p)/S_8(K^-)$	0,8	0,7
$-(\pi^-\|S_+\|\eta)/S_8(K^-)$	2,6	3,0
$-S_3(K^-)/S_8(K^-)$	2,3	2,8

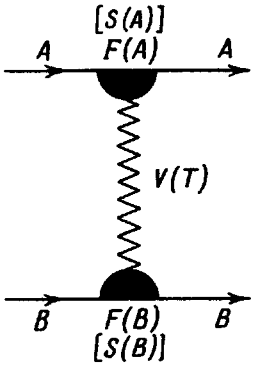
3. Сравним с опытом полученные формулы.

В табл.1 сравниваются с опытом формулы (5) для F_ρ и F_ω; $F_\phi = 0$ для нуклонов согласно (5), тогда как на опыте $F_\phi \sim 1/6\, F_\omega$ (В.Мельников, частное сообщение). Отношения в табл.1 не зависят от множителей ν_ρ и ν_ω в (3). Эмпирические значения взяты из [2].

В табл.2 сравниваются с опытом соотношения между константами, вытекающие из формул (4). При вычислении $(\pi^- | S_+ | \eta)$ было учтено ηX-смешивание (подробнее об этом см. [5]).

Эмпирические значения S_i в табл.2 взяты согласно [2]; при этом было учтено $f - f'$ смешивание с углом $\theta = 30°$, т.е. таким же, как и для

f- и f'-мезонов [6]. Кроме того, константы S_i оказались чувствительны к выбору ν_8^s/ν_3^s в формуле (3), поэтому это отношение было подобрано из согласия с опытом; по порядку величины $\gamma_8^s \sim \nu_3^s$, как этого требует $SU(3)$-симметрия.



Рассеиваемые частицы обмениваются V- или T-реджионом (волнистая линия). Вершины испускания реджиона $F(A)$, $F(B)$ или $S(A)$, $S(B)$ заштрихованы

Подчеркнем, что использованные нами значения констант S_i были получены в [2] обработкой опыта при гипотезе постоянства сечений $a_f = 1$, поэтому то, что в табл.2 теория и эксперимент сходятся с точностью $SU(3)$-симметрии $\sim 20\%$, означает, что нет никаких противоречий между гипотезой универсального взаимодействия T-реджионов (2) и гипотезой постоянства сечений.

Итак, гипотеза универсального взаимодействия реджионов с векторными и скалярными токами пока что хорошо себя оправдывает.

Автор благодарен К.А.Тер-Мартиросяну за предложенную тему и полезные советы, а также Б.Л.Иоффе и А.М.Полякову за интересные обсуждения.

Поступило в редакцию
16 марта 1967 г.

Литература

[1] N.Cabibbo, L.Horwitz, Y.Ne'eman. CERN, preprint TH. 680, 1966.
[2] К.А.Тер-Мартиросян. Препринт ИТЭФ, № 494, 1967
[3] N.Cabibbo, L.Horwitz, J.Kokkedee, Y.Ne'eman. CERN, preprint, TH. 685, 1966.
[4] И.Ю.Кобзарев . Сб. Вопросы физики элементарных частиц, 5, Ереван, 1966, стр.66.
[5] А.А.Мигдал. Сб. Вопр. Физ. Элем. частиц. Ереван, 6, 1967.
[6] A.H.Rosenfeld et al. Rev. Mod. Phys., January, 1967.