ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ КОНСТАНТ СВЯЗИ $G(B^*, BP)$ В НАРУШЕННОЙ $\tilde{U}(12)$-СИММЕТРИИ

Дао Вонг Дык

Схема $U(12)$ - симметрии, предложенная Саламом и др. [1] и являющаяся релятивистским обобщением $SU(6)$-симметрии [2], позволяет написать S- матрицу процесса сильного взаимодействия релятивистски инвариантным образом. В этой схеме барионы $3/2^+$ и $1/2^+$ описываются тензорами, удовлетворяющими уравнениям Баргмана - Вигнера [3], и принадлежат мультиплету 364, а 0^-- и 1^--мезоны - мультиплету 143.

Несмотря на большие успехи, эта схема оказывается несовместимой с условием унитарности [4], и в связи с этим в последнее время стали вводить "импульсный инурион" [5], который преобразуется как компонента представления 143. Таким образом, формальная $\tilde{U}(12)$-симметрия не только нарушается применением уравнений Баргмана - Вигнера, но и введением инуриона. При этом эффект без инуриона считается эффектом нулевого приближения, а эффект со инурионом - следующего приближения.

Цель настоящей работы - найти соотношения между константами связи распадов $3/2^+ \to 1/2^+ + 0^-$ в упомянутой инурионной теории.

В схеме $\tilde{U}(12)$ барионы $3/2^+$ и $1/2^+$ описываются симметричным тензором [1]

$$\psi_{ABC}(p) = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{m} \left[(\hat{p} + m) \gamma_\mu C \right]_{\alpha\beta} D_{\mu\gamma, abc} + \\ + \frac{1}{2\sqrt{6}} \cdot \frac{1}{m} \left\{ \left[(\hat{p} + m) \gamma_5 C \right]_{\alpha\beta} \varepsilon_{abs} N^{s}_{\gamma, c} + \text{цикл.} \right\}, \qquad (1)$$

а 0^-- и 1^- мезоны - тензором

$$\Phi_A^B(q)=\frac{1}{\mu}\left[(\hat{q}+\mu)(\gamma_5 P_a^b+\gamma_\mu V_{\mu,a}^b)\right]_\alpha^\beta, \qquad (2)$$

где $A\equiv\alpha a$, $B\equiv\beta b$, $C\equiv\gamma c$; α,β,γ - спинорные индексы; a,b,c - унитарные индексы; m,μ - средняя масса барионов и мезонов, соответственно.

В нулевом приближении, т.е. без учета шпуриона, мы имеем единственное выражение для матричного элемента

$$\bar{\Psi}^{CDB}_{(p')}\,\Psi_{CDA}(p)\,\bar{\Phi}^A_B(q). \qquad (3)$$

Сразу видно, что соотношения между интересующими нас константами распада, найденные из (3), ничем не отличаются от тех, которые были получены [6] на основе точной $SU(3)$-симметрии.

Рассмотрим вопрос в следующем приближении, где учитывается эффект со шпурионом. Будем выбирать шпурион в виде

$$S=\hat{p}\otimes\lambda_8, \qquad (4)$$

в котором учитывается также нарушение $SU(3)$- симметрии.

Шпурион приводит к следующим дополнительным членам для матричного элемента:

$$\bar{\Psi}^{CDB}\,\Psi_{CDA}\,S_B^E\,\bar{\Phi}^A_E, \qquad (5)$$

$$\bar{\Psi}^{CDB}\,\Psi_{CDA}\,\bar{\Phi}^E_B\,S_E^A \qquad (6)$$

и

$$\bar{\Psi}^{CDB}\,\Psi_{CEA}\,S_D^E\,\bar{\Phi}^A_B. \qquad (7)$$

Подставляя (I), (2), (4) в (3), (5)- (7), мы приходим к следующему выражению для матричного элемента перехода:

$$M=\Big\{a_0\,\varepsilon^{bcs}\bar{N}_s^d D_{\mu,cda}\bar{P}_b^a+a_1\,\varepsilon^{acs}\bar{N}_s^d D_{\mu,cda}\bar{P}_3^a+$$

$$+a_2\,\varepsilon^{bcs}\bar{N}_s^d D_{\mu,cd3}\bar{P}_b^3+a_3\left(\varepsilon^{bcs}\bar{N}_s^3+\varepsilon^{b3s}\bar{N}_s^c\right)D_{\mu,c3d}\bar{P}_b^a\Big\}q_\mu. \qquad (8)$$

Отсюда и из общего выражения

$$G\,\bar{\Psi}(p')\,\Psi_\mu(p)\,q_\mu\,\varphi(q)$$

для амплитуды распада $3/2^+ \to 1/2^+ + 0^-$ мы можем выразить константы связи $G(B^*, BP)$ через a_i:

$$(N^*, N\pi) \equiv G(N^*, N\pi) = a_0,$$
$$(N^*, \Sigma K) \equiv -G(N^*, \Sigma K) = a_0 + a_1,$$
$$(Y^*, N\tilde{K}) \equiv \sqrt{3}\,G(Y^*, N\tilde{K}) = a_0 + a_2,$$
$$(Y^*, \Lambda\pi) \equiv \sqrt{2}\,G(Y^*, \Lambda\pi) = a_0 + a_3,$$
$$(Y^*, \Sigma\pi) \equiv -\sqrt{3}\,G(Y^*, \Sigma\pi) = a_0 + a_3,$$
$$(Y^*, \Sigma\eta) \equiv -\sqrt{2}\,G(Y^*, \Sigma\eta) = a_0 + \tfrac{2}{3}a_1 + \tfrac{2}{3}a_2 + \tfrac{1}{3}a_3,$$
$$(Y^*, \Xi K) \equiv -\sqrt{3}\,G(Y^*, \Xi K) = a_0 + a_1 + a_3,$$
$$(\Xi^*, \Lambda\tilde{K}) \equiv \sqrt{2}\,G(\Xi^*, \Lambda K) = a_0 + a_2 + a_3,$$
$$(\Xi^*, \Sigma\tilde{K}) \equiv -\sqrt{2}\,G(\Xi^*, \Sigma\tilde{K}) = a_0 + a_2 + a_3,$$
$$(\Xi^*, \Xi\eta) \equiv -\sqrt{2}\,G(\Xi^*, \Xi\eta) = a_0 + \tfrac{2}{3}a_1 + \tfrac{2}{3}a_2 + \tfrac{4}{3}a_3,$$
$$(\Xi^*, \Xi\pi) \equiv -\sqrt{2}\,G(\Xi^*, \Xi\pi) = a_0 + 2a_3,$$
$$(\Omega, \Xi\tilde{K}) \equiv -\tfrac{1}{\sqrt{2}}\,G(\Omega, \Xi\tilde{K}) = a_0 + a_2 + 2a_3.$$

Отсюда получим следующие восемь соотношений для констант связи:

	левая часть	правая часть
$(Y^*, \Lambda\pi) = (Y^*, \Sigma\pi)$	0,93	0,90 (9)
$(N^*, N\pi) + (\Xi^*, \Xi\pi) = (Y^*, \Lambda\pi) + (Y^*, \Sigma\pi)$	I,87	I,83 (I0)
$(\Xi^*, \Lambda\tilde{K}) = (\Xi^*, \Sigma\tilde{K})$	0,98	0,93 (II)
$(\Omega, \Xi\tilde{K}) + (Y^*, N\tilde{K}) = (\Xi^*, \Lambda\tilde{K}) + (\Xi^*, \Sigma\tilde{K})$	I,96	I,9I (I2)
$(Y^*, \Lambda\pi) + (Y^*, \Sigma\eta) = (N^*, N\pi) + (\Xi^*, \Xi\eta)$	I,83	I,87 (I3)
$(Y^*, N\tilde{K}) + (Y^*, \Lambda\pi) = (N^*, N\pi) + (\Xi^*, \Lambda\tilde{K})$	I,98	I,98 (I4)
$(N^*, \Sigma K) + (Y^*, \Lambda\pi) = (N^*, N\pi) + (Y^*, \Xi K)$	I,79	I,82 (I5)
$\frac{1}{2}\left[(Y^*, \Xi K) + (\Xi^*, \Lambda\tilde{K})\right] = \frac{1}{4}\left[3(\Xi^*, \Xi\eta) + (N^*, N\pi)\right]$	0,90	0,9I (I6)

Наряду с каждым соотношением мы написали для его левой и правой части значения, вычисленные по данным из работы [7] (см. таблицу), причем для удобства значение $(N^*, N\pi)$ принято

равным единице. Видно, что эти значения хорошо удовлетворяются найденным правилом сумм (9)-(I6) (отклонение составляет в среднем 2,5 %).

Легко видеть также, что в найденных результатах содержатся все соотношения, полученные на основе нарушенной $SU(3)$ - симметрии. Действительно, комбинируя (9)-(I6), можно получить, например, все соотношения (9,I)-(9,7) работы [8].

Автор выражает искреннюю благодарность профессору Я.А.Смородинскому за ценные замечания и интерес к работе.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступило в редакцию
8 июля I965 г.

Литература

[I] A.Salam, R.Delbourgo, J.Strathdee. Proc. Roy.Soc, 284,I46, I965.

[2] B.Sakita. Phys. Rev., I36, I756, I964; F.Gursey, L.A.Radicati. Phys. Rev. Lett., I3, I73, I964.

[3] V.Bargmann, E.P.Wigner. Proc. Nat. Ac. Sci., 34, 2II, I948.

[4] M.A.B.Beg, A.Pais. Phys. Rev. Lett., I4, 509, I965.

[5] R.Delbourgo, M.A. Rashid, J. Strathdee. Phys. Lett., I4, 7I9, I965; R.Blankenbeckler et al. Phys. Rev. Lett., I4, 5I8, I965; R.Oehme. Phys. Rev. Lett., I4, 664, I965; Нгуен Ван Хьеу. Препринт ОИЯИ, I965.

[6] I.I. de Swart. Revs. Mod. Phys., 35, 9I6, I963.

[7] G.R.Goldstein, N.R.Lipshutz. Preprint, I965.

[8] V.Gupta, V. Singh. Phys. Rev., I35, I442, I964.