РАЗНОСТЬ МАСС K_S^0-И K_L^0-МЕЗОНОВ, МАССА W-МЕЗОНА И ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

Э.В.Гедалин, О.В.Канчели, С.Г.Матинян

Недавно в ряде работ [1–3] была продемонстрирована интересная возможность получения сходящихся результатов при вычислении матричных элементов электромагнитных и слабых процессов второго порядка с помощью правил сумм для спектральных функций пропагаторов токов [4–6].

В частности, в работе Глэшоу, Шнитцера и Вейнберга [2] было найдено конечное выражение для матричного элемента $K_{2\pi}$-распада во втором порядке теории слабого взаимодействия с промежуточным векторным бозоном. Сравнение полученного результата с опытом позволило оценить массу W-мезона M ($M \approx 7{,}6$ *Гэв*).

Ниже, пользуясь аналогичным подходом, получим конечное выражение для разности масс K_S^0- и K_L^0-мезонов $\Delta m = m_S - m_L$ (являющейся эффектом четвертого порядка по слабому взаимодействию с W-мезоном) и при том же значении M найдем

$$r_S \Delta m \approx -0{,}60, \tag{1}$$

что хорошо согласуется с экспериментом ($r_S \Delta m_{exp} = -(0{,}48 \pm 0{,}02)$).

Нужная здесь для нахождения Δm амплитуда $K^0 \to \bar{K}^0$-перехода $A_{K\to\bar{K}}(p_1, p_2)$ определяется следующим выражением:

$$(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 - p_2) A_{K\to\bar{K}}(p_1, p_2) =$$

$$= -\frac{i}{4!} \int \prod_{i=1}^{4} d^4 x_i \langle \bar{K}^0(p_2) | T\{H_w(x_1) H_w(x_2) H_w(x_3) H_w(x_4)\} | K^0(p_1)\rangle, \tag{2}$$

где

$$H_w(x) = g W_\mu(x) (J_{\mu 2}^1(x) \cos\theta + J_{\mu 3}^1(x) \sin\theta) + \text{эрм.сопр.}, \tag{3}$$

$$J_\mu(x) = V_\mu(x) - A_\mu(x).$$

Для вычисления $A_{K\to\bar{K}}(p_1, p_2)$ используем приближение "легких" бозонов ($p_1, p_2 \to 0$) и известные коммутационные соотношения для токов $V_\mu(x)$ и $A_\mu(x)$ алгебры $SU(3) \otimes SU(3)$ - симметрии. При этом, в отличие от работы [2], здесь возникнут "двухтоковые" функции Грина", содержащие T – произведение четырех токов. Удерживая в этих функциях Грина только несвязные (по токам) диаграммы (см. [4]) и используя для возникших в результате пропагаторов токов спектральные представления [2,6], после несложных преобразований получим для $A_{K\to\bar{K}}(0,0)$:

$$A_{K\to\bar K}(0,0)=\frac{ig^4\sin^2\theta\cos^2\theta}{(2\pi)^4F_K^2}\{\int d^4q\,[\frac{1}{M^4}(\int\mu^{-2}d\mu^2\sigma(\mu^2)-$$

$$-F_\pi^2+F_K^2+F_\kappa^2)^2+\frac{3}{(q^2-M^2)^2}(\int\frac{d\mu^2\sigma(\mu^2)}{(q^2-\mu^2)})^2]\}, \qquad (4)$$

где $\sigma(\mu^2)\equiv\rho_V(\mu^2)+\rho_A(\mu^2)-\rho_V'(\mu^2)-\rho_A'(\mu^2)$, а $\rho_i(\rho_i')$ – соответствующие спектральные функции пропагаторов нестранных (странных) токов ($i=V,A$). Мы видим, что в отличие от работы [2] первого спектрального правила сумм $\int\mu^{-2}d\mu^2\sigma(\mu^2)=F_\pi^2-F_K^2-F_\kappa^2$ достаточно для устранения в (4) расходимости, так что окончательно, интегрируя в (4) по q, имеем:

$$A_{K\to\bar K}(0,0)=-\frac{3g^4\sin^2\theta\cos^2\theta}{16\pi^2F_K^2}\int\frac{d\mu_1^2\,d\mu_2^2}{\mu_1^2-\mu_2^2}\sigma(\mu_1^2)\sigma(\mu_2^2)\cdot$$

$$\cdot[\frac{\mu_2^2-\mu_1^2}{(M^2-\mu_1^2)(M^2-\mu_2^2)}+\frac{2\mu_1^2}{(M^2-\mu_1^2)^2}\ln\frac{M^2}{\mu_1^2}]. \qquad (5)$$

Насыщая теперь спектральные функции $\rho_V(\mu^2)$, $\rho_V'(\mu^2)$, $\rho_A(\mu^2)$, $\rho_A'(\mu^2)$ одночастичными состояниями $\rho(770)$, $K^*(890)$, $A_1(1080)$ и K_A (1320), беря, как обычно, общий коэффициент $2m_\rho^2F_\pi^2$ при соответствующих δ-функциях в $\rho_i(\mu^2)$ и экспериментально известные значения $F_K=1{,}28\,F_\pi=220$ *Мэв* и $\cos\theta\sin\theta=0{,}22$, мы придем к результату (1).

Подчеркнем, что в нашем расчете мы не сталкиваемся с проблемой так называемых σ-членов, ибо, как легко видеть, они у нас не возникают.

Как известно, именно с неучтенными σ-членами связывают неудовлетворительный результат, полученный при вычислении аналогичным методом электромагнитной разности масс K^+- и K^0-мезонов.

Интересно проследить в (5) переход к локальному пределу слабого взаимодействия ($M^2\to\infty$, $\sqrt{2}\,g^2/M^2=10^{-5}/M_p^2=G$). В этом случае, как нетрудно видеть, матричный элемент $A_{K\to\bar K}$ расходится как $\ln M$. Он становится конечным, если использовать второе ("менее надежное") правило сумм $\int\sigma(\mu^2)d\mu^2=0$, которое играло существенную роль в работе [2] для устранения расходимостей из матричного элемента $K_S\to2\pi$-распада при конечном M. В нашем случае использование в (5) при $M\to\infty$ и фиксированном G условия $\int\sigma(\mu^2)d\mu^2=0$ приводит к конечному значению $r_S\Delta m\approx-0{,}36$.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступило в редакцию
19 декабря 1967 г.

Литература

[1] T.Das, G.S.Guralnik, V.S.Mathur, F.E.Low, J.E.Young. Phys. R Lett., 18, 759, 1967.

[2] S.L.Glashow, H.Schnitzer, S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 20 1967.

[3] S.N.Biswas, J.Swith. Phys. Rev.Lett., 19, 727, 1967.

[4] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 18, 507, 1967.

[5] T.Das, V.S.Mathur, S.Okubo. Phys. Rev. Lett., 18, 761, 1967.

[6] S.L.Glashow, H.Schnitzer, S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 139 1967.