ВЫЧИСЛЕНИЕ РАЗНОСТИ МАСС K_1– И K_2–МЕЗОНОВ

А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович

В последнее время ряд интересных результатов был получен с помощью алгебры токов и гипотезы частично сохраняющегося аксиального тока. В частности, Сузуки [1] нашел отношение матричных элементов $K \to 2\pi$ –

и $K \to 3\pi$ – переходов, которое совпадает с экспериментальным с точностью около 15%.

В настоящей работе в тех же предположениях найдена связь между матричными элементами $K \to \pi$ и $K \to 2\pi$–переходов, что позволяет вычислить вклад π–мезонной полюсной диаграммы в разность масс K_1– и K_2–мезонов. В сумме с вкладом η–мезонного состояния ($K - \pi$ и $K - \eta$ переходы связываются с помощью SU(3) симметрии [2, 3]) это приводит к $\Delta m \equiv$ $\equiv m_1 - m_2 \approx 0{,}75\,\Gamma_1$.

Матричный элемент распада $K_1 \to 2\pi^\circ$ преобразуем следующим образом:

$$<\pi^\circ\pi^\circ \mid H(O) \mid K_1> = \int dx\, e^{ipx}(p^2 - \mu^2) <\pi^\circ \mid T\, H(O)\phi^3(x) \mid K_1> \approx$$
$$\approx c\mu^2 <\pi^\circ \mid [Q^3(O), H(O)] \mid K_1> = [(c\mu^2)/2] <\pi^\circ \mid H(O) \mid K_2> . \tag{1}$$

Здесь $Q^3(O) = \int d^3x\, a_o^3(x, 0)$ и мы сделали замену $\phi^a = c\,\partial_\mu a_\mu^a$, где $c = -[g/(M\mu^2 g_A)]$. Используемый коммутатор [1] $[Q^3(0), H(0)^{\Delta S = -1}] =$ $= 1/2 H(0)^{\Delta S = -1}$ соответствует обычным предположениям об алгебре токов и $(V - A)(V - A)$ структуре гамильтониана слабых взаимодействий. Считается также, что в рассматриваемые переходы дает вклад лишь изоспинорная часть H. Мы надеемся, что матричные элементы слабо меняются при изменении импульсов π –мезонов на величину порядка $m/2$ (m – масса K–мезона).

Виртуальные π°– и η– состояния возможны лишь у K_2–мезона. Их вклад в разность масс K_1 и K_2 равен [3].

$$2m\Delta m = \mid <\pi^\circ \mid H(0) K_2> \mid^2 \left(\frac{1}{\mu^2 - m^2} + \frac{1}{3}\, \frac{1}{m_\eta^2 - m^2} \right). \tag{2}$$

Здесь использовано вытекающее из SU(3) симметрии соотношение [2,3] $<\eta \mid H \mid K_2> = (1/\sqrt{3}) <\pi^\circ \mid H \mid K_2>$. Выражая с помощью равенства (1) Δm через величины, известные из эксперимента, находим

$$\frac{\Delta m}{\Gamma_1} = \frac{16\pi}{3(c\mu^2)^2 \mid \underline{p} \mid}\, \frac{m}{} \left(\frac{1}{\mu^2 - m^2} + \frac{1}{3}\, \frac{1}{m_\eta^2 - m^2} \right) = 1{,}0 \pm 0{,}1. \tag{3}$$

Известно однако, что отношение $[\Gamma(K \to 3\pi)/(\Gamma(K \to 2\pi)]$, найденное Сузуки [1], меньше экспериментального на 20-30%. В нашем случае константу c естественно выбрать такой, чтобы это отношение совпадало с экспериментальным. Тогда

$$\frac{\Delta m}{\Gamma_1} = 0{,}75 \pm 0{,}1. \tag{4}$$

Эксперимент дает [4]

$$\frac{\Delta m}{\Gamma_1} = 0{,}44 \pm 0{,}06. \tag{5}$$

Равенство (2) было использовано для вычисления разности масс в работе [3]. Однако использованная там оценка матричного элемента $K-\pi$-перехода приводит к значению Δm, на два порядка меньшему экспериментального. Вычисление π–мезонного вклада в разность масс [5], использующее оценку $K-\pi$-перехода, основанную на полюсной модели $K \to 3\pi$-распада, дает $\Delta m/\Gamma_1 = -2{,}2$. Однако, по непонятной причине, оценки, использующие ту же модель K–распада, привели в работе [6] к результату статьи [3].

Возникает вопрос о роли других виртуальных состояний. Так, следовало бы учесть X–мезонный полюс. Если переход $K - X$ одного порядка с $K - \pi$, то вклад X–мезона в Δm порядка $0{,}5\ \Gamma_1$. Что же касается вклада двухпионных состояний, то по различным оценкам [7–9] он меняется от $-1{,}6\,\Gamma_1$ до $1{,}5\,\Gamma_1$. По нашему мнению, более вероятны отрицательные его значения. Можно надеяться, что из-за бо́льшей массы остальных состояний, они мало влияют на Δm. Кроме того, многие из них меняют массу и K_1, и K_2, так что их вклады могут частично компенсироваться [7].

Таким образом, полученный нами результат (4) дает лишь порядок величины разности масс нейтральных K–мезонов.

В заключение обсудим полюсную модель $K_2 \to 2\gamma$–распада [2], в которой также требуется знание $K-\pi$ перехода. Считая, что процесс идет через распад виртуальных π°– и η–мезонов, можно получить [2].

$$\Gamma_{2\gamma} = |\langle \pi^\circ | H | K_2 \rangle|^2 \left(\frac{1}{\mu^2 - m^2} + \frac{1}{3}\,\frac{1}{m_\eta^2 - m^2} \right)^2 \left(\frac{m}{\mu}\right)^3 \Gamma_{\pi^\circ}. \tag{6}$$

Используя прежнее значение амплитуды $K-\pi$ – перехода, находим

$$R = \frac{\Gamma_{2\gamma}}{\Gamma_2} = (4{,}4 \pm 1{,}2) \cdot 10^{-4}. \tag{7}$$

(Мы приняли [10] $\tau_{\pi^\circ} = (0{,}74 \pm 0{,}105) \cdot 10^{-16}$ *сек.*)Эксперимент дает [11] для R

$$R = (1{,}3 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-4}.$$

Вклад X – мезона в рассматриваемый процесс неясен, так как распад $X \to 2\gamma$ экспериментально не обнаружен.

Новосибирский Государственный университет

Поступило в редакцию 24 октября 1966 г.

Литература

[1] M.Suzuki. Phys.Rev., 144B, 1154, 1966.
[2] S.Oneda, S.Hori. Phys.Rev., 132, 1800, 1963.
[3] S.N.Biswas, S.K.Bose. Phys. Rev. Lett., 12, 176, 1964.
[3] C.Alff-Steinberger et al. Phys. Lett., 20, 207, 1966.
[5] С.Г.Матинян. ЖЭТФ, 45, 386, 1963.
[6] S.H.Patil. Phys. Rev. Lett., 13, 454, 1964.
[7] V.Barger, E.Kazes. Phys. Rev., 124, 279, 1961.
[8] K.Nishijima. Phys. Rev. Lett., 12, 39, 1964.
[9] S.H.Patil. Phys. Rev.,Lett., 13, 261, 1964.
[10] G.Belletini et al. Phys.Lett., 18, 333, 1965.
[11] L.Criegee et al. Phys. Rev. Lett., 17, 150, 1966.