

С учетом различия в фазовых объемах

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+ + e^-)}{\Gamma(\phi \rightarrow e^+ + e^-)} = R \frac{m_\omega}{m_\phi}, \text{ где } R = \left| \frac{\text{tg } \theta - x}{1 + x \text{tg } \theta} \right|^2 \quad (7)$$

x имеет тот же смысл, что и выше. В области резонанса сечения процессов (5) $\sim (1/E^2) (\Gamma_i \Gamma_f / \Gamma^2)$, что дает в отношении фактор $(m_\phi^2 \Gamma_{\omega \rightarrow e^+ e^-} / \Gamma_{\omega \rightarrow 3\pi} \Gamma_\phi^2) / (m_\omega^2 \Gamma_{\phi \rightarrow e^+ e^-} / \Gamma_{\phi \rightarrow k\bar{k}} \Gamma_\omega^2)$. Численно $(m_\phi \Gamma_{\omega \rightarrow 3\pi} \Gamma_\phi^2) / (m_\omega \Gamma_{\phi \rightarrow k\bar{k}} \Gamma_\omega^2)$ равно 0,48. Таким образом фактор R в этом случае должен быть дополнительно помножен на 0,48. Может быть процессы (5) окажутся более удобными для проверки трансформационных свойств электромагнитного тока, нежели распады (6).

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
5 октября 1966 г.

Литература

- [1] А.Салам. Труды XII Междунар. конф. по физике высоких энергий, стр. 799, М., 1966.
[2] Л.Б.Окунь. Препринт ИТЭФ № 287, 1964.
[3] М.Р.Khanna, S.Okubo. Trieste preprint, IC(66)28.
[4] N.Cabibbo, R.Gatto. Nuovo Cim., 21, 872, 1961; S.Glashow. Phys. Rev. Lett., 11, 48, 1963.
[5] S.Badler, C.Bouchiat. Phys. Lett., 15, 96, 1965.
[6] L.D.Soloviev. Phys.Lett., 16, 345, 1965.
[7] V.V.Anisovich et al. Phys.Lett., 16, 194, 1965.
[8] A.Tavkhelidse. Proceedings of the Seminar in Trieste on High Energy Physics and Elementary Particles, p. 763, Vienna, 1965.

* Действительно, нетрудно показать, что в этом случае $\mu_\Lambda = [(1-x)/(2-x)]\mu_n$ и кроме того, $\mu_{\Sigma^+} + \mu_{\Sigma^-} = 2\mu_{\Sigma^0} = 2[(1+x)/(-2+x)]\mu_n$, где x — отношение вкладов синглетной и октетной составляющих в (1).

ВЫЧИСЛЕНИЕ РАЗНОСТИ МАСС K_1 - И K_2 -МЕЗОНОВ

А.И.Вайнштейн, И.Б.Хрипович

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 $K \rightarrow 2\pi$

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

В настоящей работе в тех же предположениях найдена связь между матричными элементами $K \rightarrow \pi$ и $K \rightarrow 2\pi$ -переходов, что позволяет вычислить вклад π -мезонной полусной 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 $\Delta m \approx m_1 - m_2 \approx 0,75 \Gamma_1$.

Матричный элемент распада $K_1 \rightarrow 2\pi^0$ преобразуем следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle \pi^0 \pi^0 | H(O) | K_1 \rangle &= \int d^3x e^{ipx} (p^2 - \mu^2) \langle \pi^0 | T H(O) \phi^3(x) | K_1 \rangle = \\ &\approx c \mu^2 \langle \pi^0 | [Q^3(O), H(O)] | K_1 \rangle = [c \mu^2 / 2] \langle \pi^0 | H(O) | K_2 \rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $Q^3(O) = \int d^3x a_0^3(x, 0)$ и мы сделали замену $\phi^a = c \partial_\mu a_\mu^a$, где $c = -[g / (M \mu^2 g_A)]$. Используемый коммутатор [1] $[Q^3(O), H(O)]^{\Delta S = -1} = 1/2 H(O)^{\Delta S = -1}$ соответствует обычным предположениям об алгебре токов и $(V-A)(V-A)$ структуре гамильтониана слабых взаимодействий. Считается также, что в рассматриваемые переходы дает вклад лишь изоспиновая 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^0 - и η -состояния возможны лишь у K_2 -мезона. Их вклад в разность масс K_1 и K_2 равен [3].

$$2m\Delta m = | \langle \pi^0 | H(O) | K_2 \rangle |^2 \left(\frac{1}{\mu^2 - m^2} + \frac{1}{3} \frac{1}{m_\eta^2 - m^2} \right). \quad (2)$$

Здесь использовано вытекающее из SU(3) симметрии соотношение [2,3] $\langle \eta | H | K_2 \rangle = (1/\sqrt{3}) \langle \pi^0 | H | K_2 \rangle$. Выражая с помощью равенства (1) Δm через величины, известные из эксперимента, находим

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

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

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

Эксперимент дает [4]

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

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 $K \rightarrow 3\pi$ -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 большей 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 $K_2 \rightarrow 2\gamma$ -распада [2], в которой также требуется знание $K-\pi$ перехода. Считая, что процесс идет через распад виртуальных π^0 - и η -мезонов, можно получить [2].

$$\Gamma_{2\gamma} = |\langle \pi^0 | H | K_2 \rangle|^2 \left(\frac{1}{\mu^2 - m^2} + \frac{1}{3} \frac{1}{m_\eta^2 - m^2} \right)^2 \left(\frac{m}{\mu} \right)^3 \Gamma_{\pi^0}. \quad (6)$$

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

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

(Мы приняли [10] $\tau_{\pi^0} = (0,74 \pm 0,105) \cdot 10^{-16}$ 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 $X \rightarrow 2\gamma$ экспериментально не обнаружен.

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.

ЦИРКУЛЯРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ γ -КВАНТОВ Ta^{181}

В.М.Лобашов, В.А.Назаренко, Л.Ф.Саенко,
Л.М.Смотрицкий, Г.И.Харкевич

Измерение циркулярной поляризации γ -квантов, испускаемых неполяризованными ядрами, дает возможность установить примесь слабого нуклон-нуклонного взаимодействия в ядерных процессах. Одним из удобных объектов для такого рода исследований служит γ -переход с энергией 482 кэв в Ta^{181} , возбуждающийся при β -распаде Hf^{181} . В предыдущей работе авторов [1] было показано, что циркулярная поляризация этого перехода меньше, чем $\approx 2 \cdot 10^{-5}$. В настоящей работе проведены новые измерения циркулярной поляризации γ -квантов Ta^{181} с помощью методики, предложенной в работе [2] и разработанной в последующих работах [1, 3].

Источник Hf^{181} получался путем облучения (реактор СМ-2) в потоке нейтронов $\approx 10^{15}$ см⁻².сек⁻¹ таблеток HfO_2 в смеси с окисью магния, приготовленных из разделенного изотопа Hf^{180} (обогащение 95%). Применение разделенного изотопа позволяет устранить примесь Hf^{175} , который распадается K -захватом с испусканием положительно поляризованного внутреннего тормозного излучения. Активность источника Hf^{181} в начале измерений составляла ≈ 500 кюри.

Экспериментальный эффект вычислялся как $\delta = [2(J_1 - J_2)] / (J_1 + J_2)$, где $J_{1,2}$ — интенсивность регистрируемых γ -квантов, соответствующая противоположным направлениям намагничивания поляриметра. Результаты измерений приведены в табл.1.

Из приведенных данных видно, что существует некоторый эффект $\delta = -(2,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}$, который соответствует поляризации $P = -6 \cdot 10^{-6}$. Измерения проведены при разных толщинах поглощающих свинцовых фильтров (см. [3]), и с интервалом времени 60 дней между II и III серией. Видно, что эффект в пределах статистических ошибок не зависит от толщины