ДОМИНАНТНОСТЬ ρ-И A_1- МЕЗОНОВ И РАСПАД $\pi \to e \nu \gamma$

А.И.Вайнштейн

В интересной работе [1] Вайнберг, предполагая, что в спектральную функцию векторного тока главный вклад дает ρ-мезон, а в аксиальном токе – A_1– и π-мезоны, нашел, что отношение масс A_1–и ρ-мезонов равно $\sqrt{2}$ в прекрасном согласии с экспериментом. Использовались также коммутационные соотношения алгебры токов и сохранение аксиального тока (в пренебрежении массой π-мезона).

Мы покажем, что эти же предположения позволяют найти аксиальную часть амплитуды распада $\pi \to e \nu \gamma$. Результат, по-видимому, согласуется с экспериментальными данными [2]. Так как все импульсы в распаде порядка массы π-мезона, то пренебрегать ей нельзя. Поэтому мы будем использовать гипотезу частичного сохранения аксиального тока.

Из аксиальной частоты амплитуды удобно выделить член M^{ℓ}, соответствующий испусканию γ- кванта электроном, а также член M^{π}, содержащий испускание γ-кванта π-мезоном и члены нулевой степени по импульсу γ-кванта (контактная диаграмма). Тогда матричный элемент распада $\pi^+ \to e^+\nu\gamma$ представится в виде суммы четырех частей

$$M = i\frac{G}{\sqrt{2}}\sqrt{4\pi a}\,\phi\,\epsilon_\mu [\,M^{\ell}_{\mu} + i_\nu (M^{\pi}_{\mu\nu} + M^{A}_{\mu\nu} + M^{V}_{\mu\nu})], \qquad (1)$$

$$M^{\ell}_{\mu} = f\,\overline{u}_\ell \left[\frac{(2\ell - k)_\mu}{2\ell k - k^2} - \frac{6_{\mu\nu}k_\nu}{2\ell k - k^2}\right]\hat{q}(1+\gamma_5)\,u_\nu, \qquad (2)$$

$$M^{\pi}_{\mu\nu} = f\left[-g_{\mu\nu} + \frac{(2p+k)_\mu p_\nu}{p^2 - \mu^2}\right], \qquad (3)$$

$$M^{V}_{\mu\nu} = -i\,a\,\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}\,k_\lambda p_\sigma, \qquad (4)$$

$$M^{A}_{\mu\nu} = b(g_{\mu\nu}(kp) - p_\mu k_\nu) + c(g_{\mu\nu}k^2 - k_\mu k_\nu). \qquad (5)$$

Здесь ϵ_μ – вектор поляризации γ-кванта, $i_\mu = \overline{u}_\ell\,\gamma_\mu(1+\gamma_5)u_\nu$, q – импульс π-мезона, k – фотона, ℓ – электрона, p – суммарный импульс лептонной пары, μ – масса π-мезона. Константа f связана с временем жизни π^+-мезона, а константа a выражается [3] через время жизни π^0-мезона. (Предположение о T-инвариантности ведет к тому, что f, a, b, c можно считать действительными величинами [3].)

$$\frac{1}{\tau_{\pi^+}} = \frac{G^2 f^2 m^2_\mu\,\mu}{8\pi}\left(1 - \frac{m^2_\mu}{\mu^2}\right)^2, \quad \frac{1}{\tau_{\pi^0}} = \frac{\pi}{2}\,a^2 a^2 \mu^3. \qquad (6)$$

В реальном распаде $k^2 = 0$, и второе слагаемое в (5) не дает вклада. $k^2 \neq 0$ нам понадобится, чтобы определить b.

Рассмотрим матричный элемент аксиального тока, который равен сумме $M^{\pi}_{\mu\nu} + M^{A}_{\mu\nu}$

$$M^{\pi}_{\mu\nu} + M^{A}_{\mu\nu} = \int dx dy \exp(ipx - iqy)(\Box_y - \mu^2)\cdot$$

$$\langle 0|\,T\{\,v^0_\mu(o)\cdot a^-_\nu(x)\,\phi^+(y)\}\,|0\rangle. \qquad (7)$$

v^0_μ, a^-_ν – операторы векторного и аксиального токов (вклад дает лишь изовекторная часть электромагнитного тока), и использована редукционная формула по π-мезону. С помощью обычных коммутационных соотношений и гипотезы частичного сохранения аксиального тока ($\partial_\mu a^\pm_\mu = \mu^2 f\,\phi^\pm$), можно показать, что $p_\nu M^{A}_{\mu\nu} = 0$ при произвольных k^2, p^2, q^2, следовательно, $c = 0$.

Заменим в (7) π-мезонное поле на дивергенцию аксиального тока и положим $q = 0$. Тогда

$$M^{\pi}_{\mu\nu} + M^{A}_{\mu\nu} \xrightarrow[q\to 0]{} -\frac{2i}{f}\int dx e^{ikx} < o | T\{ a^0_{\mu}(x) a^0_{\nu}(o) - v^0_{\mu}(x) v^0_{\nu}(o)\} | o>. \tag{8}$$

Следуя Вайнбергу [1], предположим, что в векторном токе главный вклад дает ρ-мезон, а в аксиальном – A_1 и π-мезоны. Это дает

$$M^{\pi}_{\mu\nu} + M^{A}_{\mu\nu} \xrightarrow[q\to 0]{} f\{ \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 - \mu^2} - \frac{2m_\rho^2}{k^2 - m_A^2}(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_A^2}) + \frac{2m_\rho^2}{k^2 - m_\rho^2}(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_\rho^2})\}. \tag{9}$$

Так как все импульсы много меньше массы ρ-мезона, то, ограничиваясь квадратичным разложением, определим b:

$$b = -\frac{3}{2}\frac{f}{m_\rho^2}. \tag{10}$$

Используя $\tau_{\pi^0} = 0{,}89\cdot 10^{-16}$ *сек* [4], для модуля отношения b/a получим ($f = 0{,}95$ *мк*).

$$|\frac{b}{a}| = 1{,}8. \tag{11}$$

Из экспериментальных данных [2] можно найти два решения для b/a (точность измерения спектра недостаточна для однозначного определения b/a).

$$\frac{b}{a} = -2 \pm 0{,}1, \quad \frac{b}{a} = 0{,}3 \pm 0{,}1.$$

Полученное нами число согласуется с первым решением.

В заключение приношу благодарность В.В.Соколову за обсуждение работы.

Новосибирский государственный университет

Поступило в редакцию 1 августа 1967 г.

Литература

[1] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 18, 507, 1967.
[2] P.Depommier et al. Phys. Lett., 7, 285, 1963.
[3] В.Г.Вакс, Б.Л.Иоффе. ЖЭТФ, 35, 221, 1958.
[4] A.H.Rosenfeld et al. Revs. Mod. Phys., 39, 1, 1967.