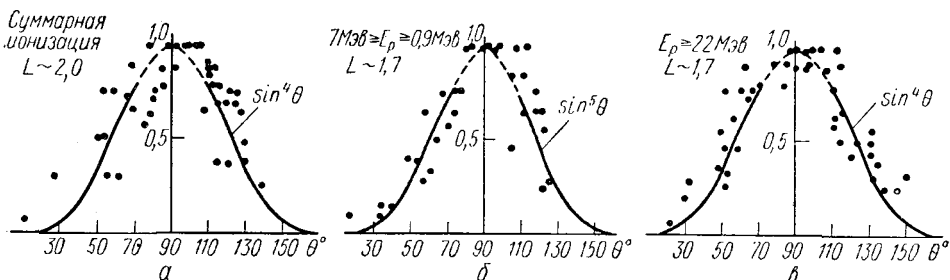


ся неизменным вдоль силовой линии [2], для улучшения статистики при построении экспериментальных распределений (см. рис.) суммировались данные для различных участков в  $L, B$ -пространстве. Далее распределения нормированных интенсивностей аппроксимировались кривыми вида  $\sin^m \theta$ , где  $m=1, 2, 3, 4$  и т. д. Как видно из графиков, разброс экспериментальных значений достаточно велик, что объясняется неточностью показаний магнитометра, конечной величиной апертуры приборов ( $\sim 40^\circ$ )



(соответствующие части аппроксимирующих кривых проведены пунктиром) и отклонением значений  $L$  на  $\pm 0,2$  от  $L = \text{const}$  при суммировании данных из различных интервалов.

Приведенная аппроксимация пич-угловых распределений захваченных частиц на высотах полета спутника «Космос-219» функцией вида  $\sin^m \theta$  является достаточно хорошей при значениях  $m \simeq 4 \div 5$ , что не противоречит оценкам, приведенным в [2].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Савенко И. А., Савун О. И., Шаврин П. И. «Геомagnetизм и астрономия», 9, № 2, 236, 1969.
2. Вакулов П. В., Горчаков Г. В., Логачев Ю. И. «Космические лучи», № 6, 94, 1965.

Поступила в редакцию  
6.9 1971 г.

НИИЯФ

УДК 539.12

Б. К. КЕРИМОВ, В. П. ЦВЕТКОВ

### ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОПРАВКИ К ЛЕПТОННЫМ РАСПАДАМ НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

В данной заметке, являющейся развитием [1], показывается, что при интерпретации экспериментальных данных по лептонным модам распадов нейтральных векторных мезонов ( $V = \rho^0, \omega, \phi \rightarrow e^+e^-; \mu^+\mu^-$ ) существенную роль играет учет радиационных поправок к парциальным ширинам распадов  $\rho^0, \omega, \phi$ -мезонов на электрон-позитронную (или мюонную) пару.

1. Для парциальной ширины распада  $V \rightarrow l^+l^-$  с учетом радиационных поправок порядка  $\alpha$ , обусловленных обменом виртуального фотона электроном и позитроном, а также поляризацией вакуума от электронной и мюонной замкнутых петель нами получено следующее выражение:

$$\Gamma(V \rightarrow l^+l^-) = \Gamma_0 + \Gamma_r = \Gamma_0(V \rightarrow l^+l^-) \left[ 1 - \frac{2\alpha}{\pi} \delta_l(\lambda) \right], \quad (1)$$

где ( $l = e$  или  $\mu$ ):

$$\delta_l(\lambda) = \left( 2 \ln \frac{m_V}{m_l} - 1 \right) \left( \ln \frac{m_l}{\lambda} - 1 \right) + \ln^2 \frac{m_V}{m_l} +$$

$$+ \frac{1}{2} \ln \frac{m_V}{m_l} - \frac{2}{3} \ln \frac{m_V^2}{m_e m_\mu} - \frac{\pi^2}{3} + \frac{10}{9}, \quad (1')$$

$$\Gamma_0(V \rightarrow l^+ l^-) = \frac{\alpha^2}{12} \left( \frac{4\pi}{\gamma_V^2} \right) m_V + O \left( \left( \frac{m_l}{m_V} \right)^4 \right); \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Здесь  $\Gamma_0$  — парциальная ширина распада  $V \rightarrow l^+ l^-$ , полученная в [2, 3],  $m_V$ ,  $m_e$  и  $m_\mu$  — массы векторного мезона, электрона и мюона,  $\lambda$  — малая масса фотона, введенная для устранения инфракрасной расходимости. При получении (1') мы пренебрегли членами порядка  $(m_\mu/m_V)^2 \sim 10^{-2}$  в формулах (5) и (6) работы [1]. Для устранения фиктивной массы  $\lambda$  фотона нам необходимо к выражению (1) добавить парциальную ширину распада  $V \rightarrow l^+ l^-$ , сопровождающегося испусканием мягкого фотона с энергией  $\lambda \leq \varepsilon_V \leq \Delta E_V$  электроном и позитроном. Причем  $\lambda \ll \Delta E_V \ll E_\pm$ , где  $E_\pm$  — энергия позитрона (электрона).

В системе покоя векторного мезона парциальная ширина распада  $V \rightarrow l^+ l^-$  с излучением мягкого фотона  $\Gamma_{\Delta E_V}$  равна с точностью до членов порядка  $(m_l/m_V)^2$ :

$$\Gamma_{\Delta E_V}(V \rightarrow l^+ l^- \gamma) = \frac{2\alpha}{\pi} \left[ \left( 2 \ln \frac{m_V}{m_l} - 1 \right) \ln \frac{2\Delta E_V}{\lambda} - \ln^2 \frac{m_V}{m_l} + \ln \frac{m_V}{m_l} - \frac{\pi^2}{6} \right] \Gamma_0(V \rightarrow l^+ l^-). \quad (2)$$

Складывая (1) и (2), получаем суммарную радиационную поправку к парциальной ширине в системе покоя  $V$ -мезона, свободную от инфракрасной расходимости

$$\Gamma'(V \rightarrow l^+ l^-) = \Gamma + \Gamma_{\Delta E_V} = \Gamma_0(V \rightarrow l^+ l^-) \left[ 1 - \frac{2\alpha}{\pi} \delta_l \right], \quad (3)$$

где

$$\delta_l = \left( 2 \ln \frac{m_V}{m_l} - 1 \right) \left( \ln \frac{m_V}{2\Delta E_V} - \frac{3}{4} \right) - \frac{2}{3} \ln \frac{m_V^2}{m_e m_\mu} + \frac{49}{36} - \frac{\pi^2}{6}. \quad (3a)$$

В численных оценках величины  $\delta$  максимальную энергию мягкого фотона  $\Delta E_V$  надо положить равной экспериментальному разрешению по инвариантной массе пары  $\Delta m_{l^+ l^-}$  в системе покоя  $V$ -мезона.

Эксперименты по наблюдению распада  $V \rightarrow e^+ e^-$  [4] проводятся при большем импульсе  $V$ -мезона и используется метод детектирования симметричных пар распада  $E_+ = E_- = \frac{E_V}{2}$ ,  $\theta_+ = \theta_-$ , где  $E_V$  — энергия векторного мезона,  $\theta_\mp$  — углы вылета электрона и позитрона. В последнем случае в поправке (3a) член  $\ln \frac{m_V}{2\Delta E_V}$  заменится на  $\ln \frac{E_V}{2\Delta E_V}$ , а остальные члены останутся прежними. Легко показать, что

$$\frac{m_V}{2\Delta m_{e^+ e^-}} = \frac{E_V}{2\Delta E_V}.$$

Подставляя в (3a) значения масс векторных мезонов  $m_\rho = 765$ ,  $m_\omega = 783$  и  $m_\phi = 1019$  мэв и величины разрешения по массе  $\Delta m_{e^+ e^-} = 5$  и  $20$  мэв, достигнутом в экспериментах по наблюдению распадов  $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$ ,  $\omega \rightarrow e^+ e^-$  и  $\phi \rightarrow e^+ e^-$  [4, 5] находим численные оценки радиационных поправок к распадам  $V \rightarrow e^+ e^-$ :

$$\frac{2\alpha}{\pi} \delta_e(\rho^0 \rightarrow e^+ e^-) = 20\%, \quad \frac{2\alpha}{\pi} \delta_e(\omega \rightarrow e^+ e^-) = 21\%, \quad \frac{2\alpha}{\pi} \delta_e(\phi \rightarrow e^+ e^-) = 13\%. \quad (4)$$

Согласно (3) и (4) получаем следующие значения для исправленных парциальных ширин распадов:

$$\Gamma'(\rho^0 \rightarrow e^+ e^-) = 8,5 \text{ Кэв}, \quad \Gamma'(\omega \rightarrow e^+ e^-) = 1,09 \text{ Кэв}, \quad \Gamma'(\phi \rightarrow e^+ e^-) = 1,62 \text{ Кэв}. \quad (5)$$

На основании экспериментов по фоторождению  $V$ -мезона получены следующие значения ширины лептонных распадов [4]:

$$\Gamma_{\text{экс.}}(\rho^0 \rightarrow e^+e^-) = 6,8 \pm 1 \text{ и } \Gamma_{\text{экс.}}(\omega \rightarrow e^+e^-) = 0,87 \pm 0,19 \text{ Кэв},$$

$$\Gamma_{\text{экс.}}(\varphi \rightarrow e^+e^-) = 1,42 \pm 0,32 \text{ Кэв}. \quad (6)$$

Используя (3а) и предполагая  $\Delta E_\gamma = \Delta m_{l^+l^-}$  одинаковые для обоих видов распада  $V \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $V \rightarrow e^+e^-$  имеем для разности радиационных поправок к электронным и мюонным модам распадов  $V$ -мезона:

$$\frac{2\alpha}{\pi} \delta_e - \frac{2\alpha}{\pi} \delta_\mu = \frac{4\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{m_\mu}{m_e} \right) \left( \ln \frac{m_V}{2\Delta E_\gamma} \right). \quad (7)$$

Из (4) и (7) следует, что радиационная поправка  $\frac{2\alpha}{\pi} \delta_\mu$  к мюонным распадам  $V \rightarrow \mu^+\mu^-$  будет составлять примерно 1,2% при выборе  $\Delta m_{l^+l^-} = 10 \text{ мэв}$ .

Формула (3а) отличается своей простотой от полученной нами в [1] формулы (7) для  $\delta_l$ . Чтобы убедиться в точности формулы (3а), проведем численный расчет поправки  $\frac{2\alpha}{\pi} \delta_l$  для электронного распада  $V \rightarrow e^+e^-$  по двум формулам при одних и тех же параметрах. При  $\Delta E_\gamma = 10$ ,  $m_V = 770$ ,  $m_e = 0,51$  и  $m_\mu = 106 \text{ мэв}$  из (3а) получаем значение  $\frac{2\alpha}{\pi} \delta_e = 0,154$ , а из выражения (7а) работы [1] —  $\frac{2\alpha}{\pi} \delta_e = 0,163$ .

2. Изменение парциальной ширины распада  $V \rightarrow l^+l^-$  влечет за собой изменение константы  $\gamma_V$  модели векторной доминантности. Обозначив исправленную константу связи  $V - \gamma$  через  $\gamma'_V$ , имеем из (3):

$$\frac{\gamma_V'^2}{4\pi} = \frac{\gamma_V^2}{4\pi} \left( 1 - \frac{2\alpha}{\pi} \delta_l \right). \quad (8)$$

Здесь  $\gamma_V^2/4\pi$  — константа связи  $V - \gamma$  без учета радиационных поправок, которая определяется из выражения  $\Gamma_0$  [4]:

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0,50, \quad \frac{\gamma_\omega^2}{4\pi} = 4,0, \quad \frac{\gamma_\varphi^2}{4\pi} = 3,1. \quad (9)$$

Из (8), (9) и (4) получаем для исправленных констант связи  $\gamma'_V$ :

$$\frac{\gamma_\rho'^2}{4\pi} = 0,40, \quad \frac{\gamma_\omega'^2}{4\pi} = 3,2, \quad \frac{\gamma_\varphi'^2}{4\pi} = 2,7. \quad (8a)$$

Первое правило сумм Вайнберга [6]  $\frac{1}{3} m_\rho^2/\gamma_\rho^2 = m_\omega^2/\gamma_\omega^2 + m_\varphi^2/\gamma_\varphi^2$  для констант связи  $\gamma_V$  выполняется с точностью 25%. Учет радиационных поправок к константам связи  $\gamma_V = (\gamma_\rho, \gamma_\omega, \gamma_\varphi)$  по формуле (8) уменьшает это расхождение до 17%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Керимов Б. К., Цветков В. П. «Ядерная физика», 12, вып. 4, 821, 1970.
2. Nambu Y., Sakurai J. J. Phys. Rev. Lett., 8, 79, 1962.
3. Gell-Mann M., Sharp D., Wagner W. G. Phys. Rev. Lett., 8, 261, 1962.
4. Тинг С. Ч. В сб.: «Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра», т. 1, вып. 1. М., «Атомиздат», 1970.
5. Сб. «Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц». М., «Мир», 1969.
6. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 18, 1507, 1967.

Поступила в редакцию  
6.9 1971 г.

Кафедра  
теоретической физики