

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АЛГЕБРЫ ТОКОВ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВК
В КОНСТАНТЕ β -РАСПАДА В ТЕОРИИ С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ БОЗОНОМ

Б.Л.Иоффе

Ранее [1] рассматривались радиационные поправки и поправки за счет слабых взаимодействий к отношению констант β - и μ -распада G_μ/G_β в теории с промежуточным бозоном. При этом предполагалось, что при передаваемых импульсах Λ порядка μ/e (μ - масса W - бозона), когда электромагнитное взаимодействие W - бозонов эффективно становится сильным, у W - бозонов возникает формфактор, обрезающий как электромагнитные, так и слабые взаимодействия. Предполагалось также, что адроны обладают формфактором, обрезающим их взаимодействия при импульсах порядка массы нуклона. В работе [1] были вычислены радиационные поправки к отношению G_μ/G_β , с учетом членов порядка $e^2 \ln(\Lambda^2/\mu^2) \sim e^2 \ln \bar{e}^2$, но пренебрегая членами порядка e^2 . Радиационные поправки порядка $e^2 \ln(\Lambda^2/\mu^2)$ определялись диаграммами (рис.1 и 2) в случае μ - распада, тогда как аналогичные диаграммы в случае β - распада вносили вклад порядка e^2 в силу предположения о наличии формфакторов у нуклонов.

Ниже, с помощью алгебры токов, будет показано, что радиационные поправки в константе β - распада, описываемые диаграммой (рис.3), в действительности не содержат формфакторов за счет силь-

ных взаимодействий, что изменит результат работы [1]. Адронная часть диаграммы (рис.3) пропорциональна матричному элементу

$$\bar{u}(p) M_{\mu\nu}(p, k) u(p) = i \int d^4x e^{-ikx} \langle p | T \{ j_\mu(0), j_\nu^+(x) \} | p \rangle, \quad (1)$$

где $j_\mu(x)$ - электромагнитный, $j_\nu^+(x)$ - слабый ток, $|p\rangle$ - одно-нуклонное состояние с импульсом p , k - импульс W - бозона. Из сохранения тока $\partial j_\nu^+(x)/\partial x_\nu = 0$ и одновременных соотношений коммутации

$$[j_\mu(x), j_\nu^+(y)]_{x_0=y_0} = -j_\mu^+(x) \delta(\vec{x}-\vec{y}) \quad (2)$$

вытекает [2,3] равенство

$$M_{\mu\nu}(p, k) k_\nu = \Gamma_\mu^+(p, p), \quad (3)$$

где $\Gamma_\mu^+(p_2, p_1)$ - точная вершинная часть нуклона $\Gamma_\mu^+(p_1, p) = g_\mu \tau^+$. Логарифмически расходящиеся члены в диаграмме (рис.3) получаются, если в пропагаторе W - бозона $G_{\nu\lambda}(k) = (\delta_{\nu\lambda} - k_\nu k_\lambda / \mu^2) / (k^2 - \mu^2)$ взять член $k_\nu k_\lambda / \mu^2$. Но в этом случае, в силу (3), получим такое же выражение, какое было бы, если бы нуклон не участвовал в сильных взаимодействиях, т.е. диаграмму, аналогичную диаграмме, изображенной на рис.2, причем члены, пропорциональные $\ln(\Lambda^2/\mu^2)$ в диаграммах рис.3 и 2, оказываются равными и, следовательно, сокращаются в отношении G_μ/G_β .

В результате, (см.[4]) для отношения констант G_μ/G_β получается

$$\frac{G_\mu}{G_\beta} = \left[1 + \frac{3}{16} \frac{e^2}{\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{\mu^2} - \frac{3e^2}{4\pi} \ln \frac{\Lambda_\beta}{2E} + \frac{3}{10} \frac{m_\mu^2}{\mu^2} \right] \frac{G_\mu^0}{G_\beta^0}, \quad (4)$$

где $\Lambda_\beta \sim M$ - параметр обрезания за счет сильных взаимодействий, E - энергия, выделяемая при β - распаде, G_μ^0 и G_β^0 - затравочные константы μ - и β - распада, связанные, согласно теории Кабиббо, соотношением $G_\beta^0 = G_\mu^0 \cos \theta$. Подставляя в (4) числа $\Lambda^2/\mu^2 \sim 10^3$, $\Lambda_\beta \approx M$, $E = 2,3$ Мэв (энергия β - перехода в O^{14}), $\mu \approx 3$ Бэв,

$\sin\theta = 0,22$, имеем $(G_\mu/G_\beta)_{\text{теор}} = 1,022$. Это число следует сопоставить с экспериментальным значением [4] $(G_\mu/G_\beta)_{\text{эксп}} = 1,011 \pm 0,0015$.

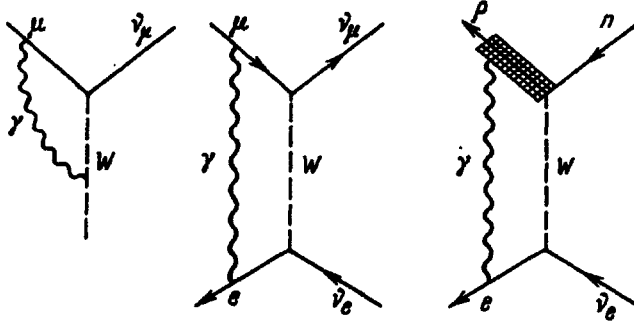


Рис. 1

Рис. 2

Рис. 3

При сравнении теоретического значения с экспериментальным нужно иметь в виду, что в (4) было пренебрежено членами порядка e^2 , не содержащими больших логарифмов $\ln(\Lambda^2/\mu^2)$ или $\ln(\Lambda_\beta/2E)$. Кроме того, как показано в [4], поправки за счет слабых взаимодействий приводят к уменьшению отношения G_μ/G_β и имеют порядок $10^{-3} (\mu/M)^2$.

Наличие соотношения (3) приводит к существенно иным выводам, чем в [4], относительно величины радиационных поправок к отношению G_μ/G_β в том числе, когда у W - бозона есть отличный от нуля и не малый аномальный магнитный момент. Именно, радиационные поправки в этом случае также оказываются порядка $e \ln(\Lambda^2/\mu^2)$, а не $\sqrt{e^2}$, как это было получено в [4].

Поступило в редакцию
7 июля 1966 г.

Литература

- [1] Б.Л.Иоффе. ЖЭТФ, **47**, 975, 1964.
- [2] В.Н.Грибов, Б.Л.Иоффе, В.М.Шехтер. Phys.Lett., **21**, 457, 1966.
- [3] J.D.Bjorken. Preprint SLAC-PUB-165, 1966.
- [4] C.S.Wu. Rev.Mod.Phys., **36**, 618, 1964.

1) Рассматривается случай, когда у W - бозона нет аномального магнитного момента.