

В теории электрослабого взаимодействия Вайнберга — Глашоу — Салама помимо вычисления Р. п. к наблюдаемым процессам, напр. к бета-распаду или распаду мюона, имеет смысл говорить также о вычислении поправок к осн. параметрам теории — к массам промежуточных векторных бозонов и Вайнберга углу, определяющему интенсивность нейтральных токов. Это связано с тем, что теория предсказывает определ. отношение между разными параметрами, к-рые измеряются в независимых экспериментах. Наиб. удобной параметризацией является следующая. Для угла Вайнберга θ_W

$$\sin^2\theta_W = \sin^2\theta^0 + \Delta S^2,$$

где $\sin^2\theta^0 = 0,242(6)$ — значение, полученное из эксперим. данных по глубоко неупругому рассеянию в пределе всеми Р. п. к заряженным (см. *Заряженный ток*) и нейтральным током, а ΔS — величина Р. п. Для массы t -кварка 45 ГэВ и массы Хиггса бозона 100 ГэВ $\Delta S^2 = -0,009(1)$.

Для масс промежуточных векторных бозонов W^\pm, Z используется параметризация:

$$M_W = \frac{A^0}{\sin\theta^0(1-\delta_W)^{1/2}}, \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W},$$

где $A^0 = (\pi\alpha/\sqrt{2}G_F)^{1/2} = 37,281$ ГэВ, G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия; величина δ_W описывает вклад Р. п. в массы, возникающий при вычислении поправок к процессам глубоко неупругого рассеяния, к слабому распаду мюона (при определении G_F) и к поляризац. операторам фотона и промежуточных векторных бозонов. При упомянутых массах t -кварка и хиггсовского бозона теоретич. предсказание для величины δ_W составляет

$$\delta_W^{\text{теор}} = 0,106(4),$$

эксперим. значение:

$$\delta_W^{\text{эксп}} = 0,112(37).$$

Т. о., с уровнем достоверности 90% эксперим. данные подтверждают существование Р. п. к осн. соотношению для масс промежуточных векторных бозонов и угла смешивания Вайнберга.

Весьма существ. роль могут играть Р. п. и в разл. распадах. Напр., распады хиггсовских бозонов могут определяться однопетлевыми, а не древесными диаграммами, т. к. однопетлевые диаграммы в этом случае не малы, поскольку содержат большую константу связи хиггсовского бозона с тяжёлыми виртуальными кварками (b, t, \dots). Также важна роль Р. п. в слабых радиац. распадах гиперонов типа $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$, $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ и др. Большой вклад в эти процессы вносят графики типа рис. 3 (где сплошная линия изображает барионы, волнистая линия — фотон, а штриховая — пион или каон).

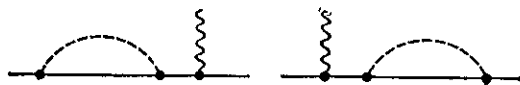


Рис. 3.

Важность таких диаграмм связана с тем, что при интегрировании по импульсам виртуальных частиц в петле возникает большой логарифм $\ln(M_B/m_\pi)$, где M_B, m_π — массы бариона и пиона. Существует много и др. распадов, в к-рых Р. п. также чрезвычайно существенны.

Важна роль Р. п. и в моделях великого объединения теорий взаимодействия (GUT). В частности, в модели,

осн. на группе $SU(5)$, масса великого объединения в однопетлевом приближении не зависит от числа поколений фермионов, что связано с одинаковым вкладом в бета-функцию для разных зарядов. Однако на двухпетлевом уровне (т. е. при учёте Р. п. следующего за главным приближением) такая зависимость появляется. Кроме того, важна их роль и при получении синуса угла Вайнберга из модели великого объединения. Так, для $SU(5)$ -модели учёт поправок изменяет затравочное значение квадрата синуса угла смешивания 0,237, следующее из теоретико-групповых свойств модели в нулевом приближении, на более близкое к эксперименту значение 0,228. Точнее,

$$\sin^2\theta_W(M_W) = 0,237^{+0,003}_{-0,004} - \frac{4}{15} \frac{\alpha(M_W)}{\pi} \ln \frac{M_{GUT}}{M_W};$$

при этом масса великого объединения M_{GUT} порядка $5 \cdot 10^{16}$ ГэВ.

Помимо поправок в КЭД, КХД и теории электрослабого взаимодействия интерес представляет вычисление Р. п. в теории гравитации, однако пока этот вопрос не является строго поставленным, поскольку в квантовой теории гравитации, в отличие от теорий калибровочных полей, вычисление Р. п. невозможно — эта теория неперенормируема. Построение квантовой теории гравитации (в будущем) позволит однозначно вычислять квантовые поправки к любому процессу.

Лит.: L e r a g e G. P., Y e n n i e D. R., The implications of QED theory for fundamental constants, в кн.: Proc. of the Second Intern. Confer. on precision measurement and fundamental constants, National Bureau of Standards, Gaithersburg, Wadison, 1982; И ц и к о н К., З ю б е р Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984; K i n o s h i t a T., N i z i c B., O k a m o t o Y., Improved theory of the muon anomalous magnetic moment, «Phys. Rev. Lett.», 1984, v. 52, № 9, p. 717; A m a l d i U. и др., Comprehensive analysis of data pertaining to the weak neutral current and the intermediate — vector-boson masses, «Phys. Rev.», 1987, v. 36 D, № 5, p. 1385; G o r i s h n y S. G., K a t a e v A. L., L a r i n S. A., Next-next-to-leading $O(\alpha^3)$ QCD correction to $\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$: analytical calculation and estimation of the parameter $\Lambda_{\overline{MS}}$, «Phys. Lett.», 1988, v. 212 B, № 2, p. 238; K i n o s h i t a T., Accuracy of the fine-structure constant, «IEEE Trans. Instrum. Meas.», 1989, v. 38, № 2, p. 172. Я. И. Коган.

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ — энергия, теряемая заряж. частицей, движущейся в веществе, за счёт элем. излучения. Испускание фотонов обусловлено рассеянием частиц в кулоновском поле ядер. Кулоновское поле тормозит частицу, и она теряет часть энергии, излучая фотоны. Возникающее при этом излучение наз. тормозным, а сам процесс — радиац. торможением.

Р. п. зависят от заряда ядер вещества Z . Тяжёлые материалы обладают большей тормозной способностью. С др. стороны, ускорение частицы обратно пропорционально её массе m , т. е. при одном и том же Z наиб. Р. п. будут испытывать электроны. Существ. роль в процессе радиац. торможения играет расстояние частицы от ядра в момент испускания фотона. На больших расстояниях от ядра его поле можно рассматривать как поле точечного заряда, но если это расстояние больше ср. радиуса орбит атомных электронов, то необходимо учитывать экранирование поля ядра электронами. Если расстояние, на к-ром происходит испускание фотона, мало, то поле ядра уже не может рассматриваться как поле точечного заряда.

Осн. характеристики тормозного излучения даёт классич. электродинамика [1]. Квантовая теория обеспечивает более точные количеств. результаты [2—4]. Вероятность излучения электроном, имеющим энергию \mathcal{E} , фотона с энергией \mathcal{E}' даётся ф-лой

$$W_e(\mathcal{E}, \mathcal{E}') d\mathcal{E}' = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \frac{d\mathcal{E}'}{\mathcal{E}'} \left\{ \left[1 + \left(1 - \frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}} \right)^2 \right] \Phi_1 - \left[1 - \frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}} \right] \Phi_2 \right\}. \quad (1)$$

Здесь n — число атомов вещества в 1 см^3 , $\alpha = 1/137$; $r_0 = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см. Ф-ции Φ_1, Φ_2 описывают экраниро-