ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ РАВЕНСТВО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ФОРМ-ФАКТОРОВ ПРОТОНА ТОЧНЫМ?

В.В.Анисович, С.С.Герштейн, В.Н.Фоломешкин

Как известно, экспериментальные результаты по определению форм-факторов протона обнаруживают следующую закономерность [1]:

$$G_E^p(q^2) = G_M^p(q^2) / \mu_p. \tag{1}$$

Это равенство выполняется с точностью 2-3%. Такое хорошее совпадение электрического и магнитного форм-факторов является довольно-таки удивительным.* Поэтому представляет интерес предположить, что по каким-то неизвестным нам причинам соотношение (1) является точным при любых q^2, и посмотреть вытекающие из этого предположения экспериментальные следствия. Как будет видно ниже, экспериментальные данные по аннигиляции $p\bar{p}$ в покое согласуются с этим предположением.

1. Если вершинную часть, описывающую взаимодействие протона с γ-квантом, записать в виде $F_1(q^2)\gamma_\mu + F_2(q^2)\sigma_{\mu\nu}q_\nu/2M$ (M – масса протона), то форм-факторы G_E и G_M связаны с F_1 и F_2 следующим образом:

$$G_M = F_1 + F_2\,,\ G_E = (F_1 + F_2)q^2/4M^2\,,$$

т.е. $G_M(4M^2) = G_E(4M^2)$. Тогда из (1) следует, что

$$G_M(4M^2) = G_E(4M^2) = 0.$$

(Используя условие унитарности, можно показать, что эти форм-факторы должны стремиться к нулю при $q^2 \to 4M^2$ как $q^2 - 4M^2$ или быстрее.) Это приводит к следующему характеру поведения сечений процессов $p\bar{p} \to e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \to \bar{p}p$: при $q^2 = 4M^2$ они равны нулю, далее возрастают и затем снова начинают падать (при больших q^2 форм-факторы стремятся к нулю). Если предположить, что $|F_i(4M^2)| \approx |F_i(-4M^2)|$, то можно оценить положение максимума в этих сечениях. Он оказывается при $q^2 \approx 5{,}5 - 6{,}0$. Для наблюдения роста этих сечений необходимо увеличить точность на полтора порядка по сравнению с существующей в настоящее время [1].

2. Равенство (1) приводит к соотношениям между некоторыми амплитудами процесса аннигиляции протона и аннигиляции протона и антипротона. Рассмотрим, например, амплитуду перехода $p\bar{p} \to 2\pi$ в состоянии $J^P = 1^-$, которая имеет вид $(f_1\gamma_\mu + f_2\sigma_{\mu\nu}q_\nu/2M)(k_1 - k_2)_\mu$ здесь k_i -импульсы π-мезонов). Функции $f_1(q^2)$ и $f_2(q^2)$ входят в выражения для мнимых частей F_1 и F_2 при $4\mu^2 < q^2 < 9\mu^2$ (μ – масса π-мезона):

$$\mathrm{Im}F_i(q^2) = (q^2 - 4\mu^2)^{3/2} f^*_{2\pi}(q^2) f_i(q^2)$$

($f_{2\pi}(q^2)$ – вершинная часть $\pi\pi\gamma$). Отсюда следует, что f_1 и f_2 связаны между собой тем же соотношением, что и F_1 и F_2:

$$[f_1(q^2) + f_2(q^2)]/[f_1(q^2) + f_2(q^2)q^2/4M^2] = \mu_p. \qquad (2)$$

Это равенство выполняется не только в области $4\mu^2 < q^2 < 9\mu^2$, но из-за аналитичности $f_1(q^2)$ и $f_2(q^2)$ при любых q^2, в частности при $q^2 \geqslant 4M^2$. При выводе (2) существенно то, что вершина $\pi\pi\gamma$ выражается только через один форм-фактор, который выпал из этого равенства. Если бы вершина $\pi\pi\gamma$ выражалась через несколько форм-факторов, то при $q^2 > 9\mu^2$ получилось бы соотношение, содержащее эти форм-факторы на втором (нефизическом) листе, связанном с разрезом, идущим из точки $q^2 = 4\mu^2$.

Точно такие соотношения, как для амплитуды перехода $p\bar{p} \to 2\pi$, имеют место для амплитуд переходов $p\bar{p} \to k\bar{k}$, $\pi\omega$, $\eta\rho\pi\rho$ в состоянии $J^P = 1^-$ (амплитуда $p\bar{p} \to k\bar{k}$ с $J^P = 1^-$ имеет такую же структуру, как и амплитуда $p\bar{p} \to 2\pi$, а амплитуды $p\bar{p} \to \pi\omega$, $\eta\rho$, $\pi\rho$ имеют вид $\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} k_{1\mu} k_{2\nu} l_\lambda (f_1 \gamma_\rho + f_2 \sigma_\rho \xi (q\xi/2M)$, где k_1 и k_2 – импульсы мезонов, l_λ – поляризация векторного мезона). Отсюда следует, что амплитуды переходов $p\bar{p} \to 2\pi$, $k\bar{k}$, $\eta\rho$, $\pi\omega$ в состоянии $J^P = 1^-$ равны нулю в точке $q^2 = 4M^2$. Это согласуется с имеющимися экспериментальными данными по аннигиляции $p\bar{p}$ в покое. Переходы $p\bar{p} \to 2\pi$, $k\bar{k}$, $\eta\rho$, $\pi\omega$ возможны только из состояния $J^P = 1^-$, а переход $p\bar{p} \to \pi\rho$ возможен как из состояния 1^-, так и из 0^-. Поэтому переходы $p\bar{p} \to 2\pi$, $k\bar{k}$, $\eta\rho$, $\pi\omega$ должны быть подавлены по сравнению с переходом $p\bar{p} \to \pi\rho$.**

Экспериментальные данные таковы [4]: переходы $p\bar{p} \to 2\pi$, $k\bar{k}$, $\eta\rho$ составляют соответственно 0,3, 0,2, 0,2% от общего числа аннигиляций (переход $p\bar{p} \to \pi\omega$ не наблюдался), а переход $p\bar{p} \to \pi\rho$ на порядок больше и составляет 4,3%.

При больших энергиях (при $q^2 > 6$ $Гэв^2$) нет специальных причин для подавления реакций $p\bar{p} \to 2\pi$, $k\bar{k}$, $\eta\rho$, $\omega\pi$, и поэтому сечения этих реакций должны быть, вообще говоря, порядка сечения процесса $p\bar{p} \to \pi\rho$. В настоящее время при больших энергиях имеются лишь оценки сверху на сечения некоторых из этих реакций.

3. Помимо (1) существуют экспериментальные соотношения для форм-факторов нейтрона:

$$\text{а) } G_E^n(q^2) = 0, \quad \text{б) } G_M^n(q^2)/\mu_n = G_E^p(q^2), \tag{3}$$

проверенные в интервале $-q^2 < 1{,}5$ $Гэв^2$ с существенно меньшей точностью, чем (1). Следует отметить, что по-видимому, невозможно добиться одновременного выполнения (1) и (3б) во всей области q^2. Это связано с тем, что форм-факторы G^n и G^p имеют различную изотопическую структуру, а особенности при $q^2 > 0$ в различных изотопических состояниях различны. Из этих соображений видно, что (3,а) не может точно выполняться во всей области q^2, если только не обращаются в нуль вклады от особенностей, не совпадающих в состояниях с изоспином нуль и единица.

Поступило в редакцию
1 февраля 1967 г.

Литература

[1] S.D.Srell. International Conference on High-Energy Physics, California, 1966. F.M.Pirkin. Oxford International Conference, 1965.
[2] Н.Н.Боголюбов, Нгуен Ван Хьеу, В.Б.Струминский и др. Препринт ОИЯИ, Д-2075, 1965; R.Delburgo, M.A.Rashid, A.Salam et al. High Energy Physics and Elementary Particles, Trieste, 1965; K.J.Barnes, Phys. Rev. Lett., 14, 798, 1965; P.G.O.Freund, R.Oehme, Phys.Rev. Lett., 14, 1085, 1965; I.G.Aznayryan, L.D.Soloviev. Preprint JINR, E-2544, 1966.
[3] H.R.Rubinstein, H.Stern. Phys. Lett., 21, 447, 1966; J.Harte. R.H.Socolow, J.Vandermeulen. CERN preprint, TH, 697, 1966.

[4] C.Baltay, P.Tranzini, G.Lütjens et al. Phys. Rev. , 145, 1103, 1966; R.Armenteros, L.Montanet, D.R.O. Morrison et al. International Conference on High Energy Physics, Geneva, 1962.

---

* Равенство (1) было получено теоретически в целом ряде работ (см. [2]). Нужно отметить, однако, что оно экспериментально выполняется с точностью, превышающей ту, которую можно было бы ожидать от этих моделей.

** Соображения, основанные на простой модели кварков и приводящие к подавлению двухмезонной аннигиляции, в равной степени относятся к подавлению аннигиляции в пару $p\bar{p} \to \pi\rho$ [3].