

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ФОРМФАКТОР ПРОТОНА И ТЯЖЕЛЫЕ ГИПОТЕТИЧЕСКИЕ ЧАСТИЦЫ

С.И.Биленькая, С.М.Биленький, Ю.М.Казаринов,
Л.И.Липидус

Проанализированы экспериментальные данные по упругому e - p -рассеянию. Найдены простые полюсные параметризации формфакторов, позволяющие описать все известные данные. Обсуждается вопрос о возможном влиянии на формфактор гипотетического глюона.

В настоящей статье излагаются результаты анализа всех опубликованных данных по упругому рассеянию электронов протонами. Мы продолжили анализ, начатый в работах [1 – 3].

Дифференциальное сечение e - p -рассеяния в лаб. системе равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{a^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(\frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right) \left[\frac{G_E^2 + \frac{q^2}{4M^2} G_M^2}{1 + \frac{q^2}{4M^2}} + 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \frac{q^2}{4M^2} G_M^2 \right]. \quad (1)$$

Здесь E – энергия начальных электронов, θ – угол рассеяния, q^2 – квадрат переданного импульса, $G_M(q^2)$ и $G_E(q^2)$ – магнитный и электрический формфакторы протона. При параметризации формфакторов мы будем основываться на дисперсионном подходе. Из дисперсионных соотношений в приближении векторной доминантности следует, что формфакторы представляются суммой полюсных членов, причем соответствующие полюса равны массам векторных мезонов. Удовлетворительного описания данных по упругому рассеянию электронов нуклонами в случае, когда учитываются известные векторные мезоны, включая ρ' -мезон, получить при этом не удастся [4]. В работе [2] было показано, что данные по e - p -рассеянию могут быть описаны, если для формфактора G_M/μ принять выражение (μ – магнитный момент протона)

$$\frac{1}{\mu} G_M(q^2) = \frac{a_3}{1 + a_1 q^2} + \frac{1 - a_3}{1 + a_2 q^2}, \quad (2)$$

где все величины a_i – варьируемые параметры. Отметим, что выражение [2] является естественным обобщением известной дипольной формулы

$$G_D(q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{0,71}\right)^2} \quad (3)$$

хорошо аппроксимирующей $\frac{1}{\mu} G_M(q^2)$ в области малых q^2 ($q^2 \lesssim 0,5$ (Гэв/с)²).

Недавно были опубликованы уточненные данные группы SLAC [5] по упругому e - p -рассеянию в широком интервале q^2 от 1 до 25 $(\text{Гэв}/c)^2$. Мы изложим результаты анализа всех e - p данных, включая эти последние данные. Для формфактора G_M/μ примем параметризацию [2]. Будем также предполагать, что формфакторы $G_M(q^2)$ и $G_E(q^2)$ связаны масштабным соотношением

$$G_M(q^2) = \mu G_E(q^2). \quad (4)$$

Используя тот же, что в работах [1, 2] метод, находим

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,71 \pm 0,02 (\text{Гэв}/c)^{-2}, \\ a_2 &= 2,15 \pm 0,06 (\text{Гэв}/c)^{-2}, \\ a_3 &= -0,51 \pm 0,05. \end{aligned} \quad (5)$$

При этом $\frac{\chi^2}{\chi^2} = \frac{400}{320}$. Из (5) имеем

$$\left(\frac{1}{a_1}\right)^{1/2} = 1,19 \pm 0,02 (\text{Гэв}/c); \quad \left(\frac{1}{a_2}\right)^{1/2} = 0,68 \pm 0,01 (\text{Гэв}/c). \quad (6)$$

Таким образом один полюс выражения (2) близок к значению массы ρ' -мезона, другой — ρ -мезона.

При определении параметров a_i в функционал χ^2 вводились [1,2] нормировочные множители (варьируемые параметры), связанные с возможными систематическими ошибками¹⁾. Отдельно мы проанализировали также данные работы [5]. Для параметров a_i получены при этом следующие значения ($\chi^2/\chi^2 = 20/11$)

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,81 \pm 0,07 (\text{Гэв}/c)^{-2}, \\ a_2 &= 2,08 \pm 0,14 (\text{Гэв}/c)^{-2}, \\ a_3 &= -0,65 \pm 0,17. \end{aligned} \quad (7)$$

Перепишем следующим образом выражение (2)

$$\frac{1}{\mu} G_M(q^2) = \frac{1 - a q^2}{(1 + a_1 q^2)(1 + a_2 q^2)}, \quad (8)$$

где

$$a = a_3 a_2 + (1 - a_3) a_1. \quad (9)$$

Из (5) находим

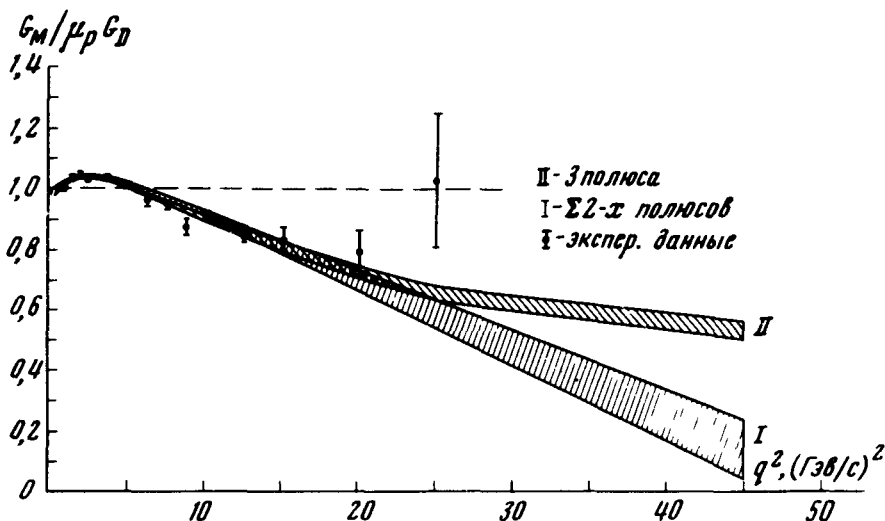
$$a = 0,02 \pm 0,02 (\text{Гэв}/c)^{-2}. \quad (10)$$

¹⁾ Найденные значения нормировочных множителей практически не отличаются от значений, приведенных в работе [2].

Параметр a мал. Однако, если в (8) положить a равным нулю, удовлетворительное описание данных может быть достигнуто только в области $q^2 \lesssim 5(\Gamma\varepsilon\upsilon/c)^2$. Параметр a необходим для того, чтобы правильно передавать поведение формфактора в области больших q^2 . Возникает вопрос, не является ли член $(1 - a q^2)$ в выражении (8) результатом разложения по q^2 выражения

$$\frac{1}{1 + a q^2} \quad (11)$$

Из (10) находим $(1/a)^{1/2} = 7 \pm 4$. Необходимость введения в формфактор нуклона множителя, отвечающего частице с большой массой, обсуждалась в работе [6] и в последнее время в работе [7]. В [6] соответствующий параметр связывается с массой тяжелого фотона, обсуждавшегося в работе [8]. В работе [7] параметр $(1/a)^{1/2}$ интерпретируется как масса тяжелой ($\approx 10 \Gamma\varepsilon\upsilon$) частицы, связывающей партоны в нуклоне (глюон).



Магнитный формфактор протона с корридором ошибок, полученный из анализа всех имеющихся данных по e - p -рассеянию. Кривые I и II отвечают соответственно параметризациям (2) и (12). Точки — экспериментальные данные работы [5]

Мы проанализировали все данные по упругому рассеянию электронов нуклонами, принимая для формфактора следующее выражение

$$\frac{1}{\mu} G_M(q^2) = [(1 + b_1 q^2)(1 + b_2 q^2)(1 + b q^2)]^{-1} \quad (12)$$

При $\chi^2/\chi^2 = 384/320$ для параметров b_i найдены следующие значения

$$\begin{aligned} b_1 &= 0,61 \pm 0,03 (\Gamma\varepsilon\upsilon/c)^{-2}, \\ b_2 &= 2,31 \pm 0,06 (\Gamma\varepsilon\upsilon/c)^{-2}, \\ b &= 0,04 \pm 0,004 (\Gamma\varepsilon\upsilon/c)^{-2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Соответствующие "массы" равны

$$\begin{aligned}(b_1)^{-1/2} &= 1,28 \pm 0,03 \text{ (Гэв/с)}, \\(b_2)^{-1/2} &= 0,67 \pm 0,01 \text{ (Гэв/с)}, \\(b)^{-1/2} &= 5,00 \pm 0,22 \text{ (Гэв/с)}.\end{aligned}\tag{14}$$

Из анализа данных работы [5] получаем при $\chi^2/\chi^2 = 11/11$

$$\begin{aligned}b_1 &= 0,65 \pm 0,07 \text{ (Гэв/с)}^{-2}, \\b_2 &= 2,33 \pm 0,15 \text{ (Гэв/с)}^{-2}, \\b &= 0,04 \pm 0,01 \text{ (Гэв/с)}^{-2}\end{aligned}\tag{15}$$

На рисунке приведены графики функции $G_M(q^2)/\mu G_D(q^2)$ при двух рассмотренных нами параметризациях формфактора. Кривая I (II) отвечает выражению (2) ((12)). Как видно из рисунка, кривые отличаются только в области $q^2 \gtrsim 20 \text{ (Гэв/с)}^2$. Выполненный анализ показывает, таким образом, что поднятые в работах [6, 7] важные вопросы о влиянии на поведение электромагнитных формфакторов протона тяжелых гипотетических частиц (тяжелого фотона, глюона) требуют изучения упругого рассеяния электронов протонами в области больших передач импульса. Отметим, однако, что данные не противоречат гипотезе о существовании таких частиц.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
29 марта 1974 г.

Литература

- [1] С.И.Биленькая, Ю.М.Казаринов, Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, **60**, 460, 1971.
- [2] С.И.Биленькая, Ю.М.Казаринов, Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, **61**, 2225, 1971.
- [3] С.И.Биленькая, С.М.Биленький, Ю.М.Казаринов. Письма в ЖЭТФ, **15**, 420, 1972.
- [4] J.Bellandi Filho, R.F.Meyer. Preprint DESY 73/8, 1973.
- [5] P.N.Kirk et al.Phys. Rev., **D8**, 63, 1973.
- [6] T.Massam, A.Zichichi. Lett. Nuovo Cim., **1**, 387, 1969.
- [7] M.S.Chanowitz, S.D.Drell. Phys. Rev. Lett., **30**, 807, 1973.
- [8] T.D.Lee, G.C.Wick. Nucl. Phys., **B9**, 209, 1969.