

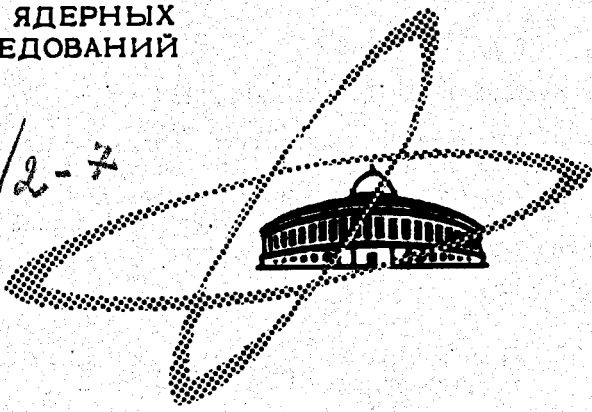
30/014-7-1

Б-611
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3011/2-7

P2 - 5901



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

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
ФОРМФАКТОРАХ ПРОТОНА

1971

P2 - 5901

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

**ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
ФОРМФАКТОРАХ ПРОТОНА**

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

S U M M A R Y

On the electromagnetic formfactors of protons with the help of all the known data on elastic e-p and μ -p scattering in the interval $0.012 \leq t^2 \leq 25$ (GeV/c)² the statistically satisfactory description of proton vector formfactors has been found. The χ^2 minimum for cross-sections with radiative corrections taken into account by the authors was found under various (1), (2), (10), (11) suppositions for the q^2 dependence of formfactors. When q^2 dependence in the form (1) and (2) was supposed the values of fitted parameters a_1 and b_1 in (3) was round. The $\chi^2 = 416$ when $\bar{\chi}^2 = 339$ with this values of parameters the conditions (5) and (6) are valid. Then

$$G_E(q^2) \cong (1 + a_2 q^2)^{-1} (1 + a_3 q^2)^{-1}$$

and $G \sim q^{-4}$ at high q^2 values.

The relative errors for G_E are larger than for G_M . The new experiments with polarized leptons and polarized proton targets are desirable for better determination of G_E .

As is seen from (3), when we do not supposed scaling law (7) parameters a_1 and b_1 , b_2 and b_2 are different outside of two standard. When (7) is valid $\chi^2 = 429$ with $\bar{\chi}^2 = 342$, and for parameters we have (8).

When (10) was supposed for G_M we have $C = (7,7 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$. With the two pole description of proton formfactors based on the whole amount of e-p data we have made the comparison with μ -p data ^{5/}. As in the previous paper ^{1/} we permit e-p and μ -p data be renormalization factors practically depending not on parametrization of formfactors. As in ref. ^{5/} we have found no deviation from μ -e universality, but we have compared μ -p data with the whole amount of e-p data. Both data on e-p and μ -p scattering are represented by (1) and (2) with $\chi^2 = 479$ when $\bar{\chi}^2 = 401$.

We have used also Frampton ^{2/} parametrization (11) for proton formfactors. We have found (13) and (14) with $\chi^2 = 413$ when $\bar{\chi}^2 = 341$. The values of $\alpha(0)$ and $\alpha'(0)$ for ρ -trajectory in (12), (13) are different from "standard" ^{9/} values. The value of our τ_M is close to the Frampton ^{2/} one which was obtained from the G_M data. In the frame of ^{10/}, we have permitted the deviation ^{15/} from one proton exchange approximation in the Rosenbluth formula. We found (17) when supposition (16) on function $C(q^2)$ in (15) was made.

1. В настоящей работе проведена статистическая обработка всех имеющихся данных о сечениях упругого $e-p$ и $\mu-p$ рассеяния с целью получения информации об электромагнитных формфакторах протона.

В /1/ показано, что дипольная формула описывает поведение формфакторов лишь в области малых q^2 ($q^2 < 11F^{-2} = 0,43$ (Гэв/с)²; q^2 - квадрат переданного 4-импульса). Однако при использовании приведенных в /1/ выражений для зависимостей формфакторов от q^2 не удалось статистически удовлетворительным образом описать экспериментальные данные во всем изученном интервале значений q^2 .

Здесь мы продолжили поиск таких зависимостей формфакторов протона от q^2 , которые позволили бы описать все известные данные о дифференциальных сечениях упругого $e-p$ -рассеяния. Используемый нами метод обработки экспериментальных данных подробно изложен в /1/. Параметры, характеризующие формфакторы протона, находились непосредственно из данных о дифференциальных сечениях $e-p$ рассеяния во всем изученном интервале переданных импульсов. В качестве варьируемых параметров вводились нормы, учитывающие систематические ошибки.

Мы рассмотрели все известные данные по $e-p$ рассеянию в интервале переданных импульсов $0,012 \leq q^2 \leq 25$ (Гэв/с)². Формфакторы представлены в виде суммы полюсов, а также в виде, предложенном Фрэмптоном /2/ и основанном на модели Венециано.

При этом оказалось, что все экспериментальные данные описываются с $\chi^2 = 416$ при $\bar{\chi}^2 = 339$, если формфакторы протона представлены в

виде суммы двух полюсов. Если принять для формфакторов выражения, предложенные в /2/, то данные описываются с $\chi^2 = 414$ при $\bar{\chi}^2 = 341$.

Отметим, что при поиске наилучшего описания мы не предполагали справедливости масштабного закона. Так как большая часть данных относится к области высоких значений q^2 , то параметры, характеризующие электрический формфактор, определены с худшей точностью, чем параметры для магнитного формфактора χ /. Полученные нами результаты позволяют заключить, что при больших q^2 электрический и магнитный формфакторы ведут себя как $1/q^4$. В анализ включались данные о рассеянии μ -мезонов протонами /5/. Введение нормировочного множителя позволило согласовать данные о сечениях μ - p рассеяния со всеми имеющимися в литературе данными о e - p рассеянии (в таблице указано число всех вошедших в обработку экспериментальных точек).

2. Представим зависимость магнитного (G_M) и электрического формфакторов протона в виде суммы вкладов двух полюсов

$$G_M(q^2) / \mu_p = \frac{b_1}{1 + b_2 q^2} + \frac{1 - b_1}{1 + b_3 q^2} \quad (1)$$

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

что можно рассматривать и как обобщение дипольной формулы. Здесь μ_p - магнитный момент протона (в ядерных магнетонах). Параметры a_i и b_i ($i = 1, 2, 3$) отыскивались путем минимизации функционала χ^2 . При этом использовались практически все имеющиеся данные о сечениях упругого e - p рассеяния (358 экспериментальных точек в интервале $0,012 \leq q \leq 25$ (Гэв/с)²). Оказалось, что с помощью выражений (1)

χ /. Как было указано в работах /3,4,6/, изучение рассеяния поляризованных электронов на поляризованных протонах позволило бы улучшить точность определения электрического формфактора.

и (2) удается описать данные о σ -р рассеянии значительно лучше, чем с помощью других рассмотренных в /1/ параметризаций формфакторов протона.

Значения параметров, отвечающие минимуму χ^2 , оказались равными

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,24 \pm 0,04 & b_1 &= -0,33 \pm 0,03 \\ a_2 &= (0,37 \pm 0,05) (\text{ГэВ}/c)^{-2} & b_2 &= (0,58 \pm 0,03) (\text{ГэВ}/c)^{-2} \\ a_3 &= (2,50 \pm 0,12) (\text{ГэВ}/c)^{-2} & b_3 &= (2,42 \pm 0,07) (\text{ГэВ}/c)^{-2} \end{aligned} \quad (3)$$

Из (3) находим, что

$$\begin{aligned} (1/b_2)^{1/2} &= (1,31 \pm 0,03) (\text{ГэВ}/c) \\ (1/b_3)^{1/2} &= (0,64 \pm 0,01) (\text{ГэВ}/c). \end{aligned} \quad (4)$$

Отметим, что первое из этих значений совпадает со значением массы гипотетического ρ' -мезона.

Обсудим поведение полученных нами формфакторов при больших q^2 . Нетрудно видеть, что если имеют место соотношения

$$\begin{aligned} \Delta_M &= b_1 b_3 + (1 - b_1) b_2 = 0 \\ \Delta_E &= a_1 a_3 + (1 - a_1) a_2 = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

то $G_E(q^2) = (1 + a_2 q^2)^{-1} (1 + a_3 q^2)^{-1}$, $G_M(q^2) = \mu_p (1 + b_2 q^2)^{-1} (1 + b_3 q^2)^{-1}$, и при больших q^2 формфакторы $G_{E,M}(q^2)$ ведут себя как $1/q^4$. Используя найденные значения параметров b_i , a_i , получаем:

$$\begin{aligned} \Delta_M &= (-0,02 \pm 0,08) (\text{ГэВ}/c)^{-2} \\ \Delta_E &= (-0,14 \pm 0,22) (\text{ГэВ}/c)^{-2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, результаты проведенной обработки свидетельствуют в пользу того, что при больших q^2 формфакторы ведут себя как $1/q^4$. Этот вывод согласуется с заключением авторов /2,7/.

Выражения для формфакторов протона (1) и (2) при значениях параметров, приведенных в (3), мало отличаются от дипольной зависимости. При справедливости (5) отношение

$$y = \frac{(1 + a_{\text{дип}} q^2)^2}{(1 + b_2 q^2)(1 + b_3 q^2)}$$

функции (1) к дипольной формуле

$$G_M(q^2) / \mu = \frac{1}{(1 + a_{\text{дип}} q^2)^2} \quad (a_{\text{дип}} = 1,38 + 0,02 / 1)$$

достигает минимума, равного $y(q_m^2) = 0,97$, при

$$q_m^2 = \frac{b_2 + b_3 - 2a_{\text{дип}}}{a_{\text{дип}}(b_2 + b_3) - 2b_2 b_3} = 0,16 + 0,08,$$

вновь достигает $y(q_1^2) = 1$ при

$$q_1^2 = \frac{b_2 + b_3 - 2a_{\text{дип}}}{a_{\text{дип}}^2 - b_2 b_3} \approx 2q_m^2$$

и возрастает до

$$y = \frac{a_{\text{дип}}^2}{b_2 b_3} \approx 1,45.$$

Из (1) и (2) видно, что мы не предполагали справедливости масштабного закона:

$$G_M = \mu_R G_E \quad (7)$$

Как следует из (3), значения параметров a_1 и b_1 , a_2 и b_2 различаются более чем на 2 ошибки.

Если предположить справедливость соотношения (7), то описание экспериментальных данных несколько ухудшается ($\chi^2 = 429$, $\bar{\chi}^2 = 342$).

При этом параметры равны:

$$\begin{aligned}
 b_1 &= a_1 = -0,45 \pm 0,03 \\
 b_2 &= a_2 = (0,67 \pm 0,02) (\text{ГэВ/с})^{-2} \\
 b_3 &= a_3 = (2,23 \pm 0,05) (\text{ГэВ/с})^{-2}
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Был рассмотрен также такой вариант нарушения масштабного закона, когда формфакторы G_M и G_E связаны соотношением:

$$G_M = \frac{\mu_p G_E}{1 + \alpha q^2}, \tag{9}$$

где G_E дается выражением (2). При $\chi^2 = 427$, $\bar{\chi}^2 = 341$ для параметра α найдено:

$$\alpha = (+0,01 \pm 0,01) (\text{ГэВ/с})^{-2}.$$

Мы производили также обработку имеющихся экспериментальных данных по сечению $e-p$ рассеяния, параметризуя формфакторы суммой трех и четырех полюсов. При этом параметры двух полюсов фиксировались так, что их значения соответствовали массам ρ - и ρ' -мезонов. Все остальные параметры варьировались ^{x/}. Описание при этом не улучшалось, а некоторые параметры определялись с ошибками, превышающими их значения.

Отметим также, что нами произведена обработка всех данных в предположении, что

$$G_M / \mu_p = c + \frac{b_1}{1 + b_2 q^2} + \frac{1 - b_1 - c}{1 + b_3 q^2}. \tag{10}$$

^{x/} Аналогичная обработка данных о формфакторах в интервале переданных импульсов от $0,08 (\text{ГэВ/с})^2$ до $3,9 (\text{ГэВ/с})^2$ проводилась в [7].

Качество описания при этом не изменилось, а $c = (7,7 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$. Таким образом, данные не свидетельствуют в пользу наличия кора у нуклона.

3. В обработку включались данные группы Ледермана по упругому μ - p рассеянию ^{/5/}. Как известно, значения дифференциальных сечений μ - p рассеяния, полученные в ^{/5/}, несколько отличаются от значений сечений e - p рассеяния в соответствующих точках. Авторы ^{/5/} пришли к выводу, что это отличие не говорит о нарушении μ - e универсальности и связано с небольшими систематическими ошибками. При этом в ^{/5/} сравнивались значения формфакторов протона, полученные из данных о μ - p рассеянии, с формфакторами, найденными в ^{/8/}, из данных о e - p рассеянии.

Мы пришли к тому же заключению, сравнивая, однако, непосредственно сечения μ - p рассеяния с общей совокупностью данных о сечениях e - p рассеяния во всем изученном интервале переданных импульсов. Нормировочный множитель для μ - p данных равен $0,919 \pm 0,017$. Это усиливает, по нашему мнению, вывод авторов работы ^{/5/} о наличии μ - e универсальности.

Отметим, что данные о рассеянии электронов протонами, а также μ -мезонов протонами описываются выражениями (1) и (2) с $\chi^2 = 479$, $\bar{\chi}^2 = 401$, т.е. несколько лучше, чем только данных о e - p рассеянии. Значения параметров a_i и b_i при этом не изменились по сравнению с приведенными в (3).

В таблице приведены значения всех нормировочных множителей для двухполюсной параметризации. Отметим, что значения нормировочных множителей при различных параметризациях в пределах ошибок не меняются.

Мы произвели также статистическую обработку данных по e - p рассеянию, принимая для формфакторов протона предложенные в работе Фрэмптона ^{/2/} выражения:

№№ эксперим.	Лаборатория	Число обработ. точек	Число отбрoш. точек	Нормиров. множитель
1	Stanford /8/	77	16	0,951±0,014
2	Stanford /11/	8	0	1,016±0,007
3	Cornell /12/	24	4	1,009±0,019
4	Cornell /13/	9	0	0,823±0,029
5	CEA /14-17/	43	3	0,985±0,016
6	ORSAY /18/	9	1	0,982±0,010
7	DESY /19-21/	25	12	0,896±0,019
8	Cornell /22/	12	13	0,859±0,017
9	DESY /19,20/	8	3	0,967±0,023
10	ORSAY /23-25/	10	2	0,992±0,013
11	SLAC /26,27/	36	7	0,945±0,015
12	BONN /7,28/	72	5	0,957±0,014
13	DESY /29-31/	27	0	0,936±0,015
14	Brookhaven /5/	63	2	0,919±0,017

$$\frac{G_{E,M}(t)}{G_{E,M}(0)} = \frac{\Gamma(1-\alpha(t)) \Gamma(r_{E,M} + 1 - \alpha(t))}{\Gamma(r_{E,M} + 1 - \alpha(0)) \Gamma(1-\alpha(0))}. \quad (11)$$

Здесь

$$t = -q^2, \quad G_E(0) = 1, \quad G_M(0) = \mu_p,$$

а

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha'(0) t - \quad (12)$$

— ρ -траектория.

Параметры r_E , r_M , а также $\alpha(0)$, $\alpha'(0)$ находились минимизацией χ^2 -функционала. При $\chi^2 = 413$, $\bar{\chi}^2 = 341$ найдено, что

$$\alpha(t) = (0,76 \pm 0,02) + (0,59 \pm 0,04) t \quad (13)$$

$$r_M = 2,34 \pm 0,03 \quad r_E = 2,40 \pm 0,06. \quad (14)$$

Полученные значения $\alpha(0)$ и $\alpha'(0)$ отличаются от значений параметров ρ -траектории, определенных из адронных процессов при высоких энергиях [9].

Если принять для параметров ρ -траектории полученные из адронных реакций значения ($\alpha(t) = 0,483 + 0,885 t$), то качество описания данных по $e-p$ рассеянию существенно ухудшается.

Отметим также, что полученное нами значение r_M близко к значению, найденному в [2], где использовались только данные о магнитном факторе.

5. Формула Розенблюта, на основе которой проводился анализ всех данных, получена, как хорошо известно, в однофотонном приближении.

Обычно для проверки справедливости формулы Розенблюта привлекаются (немногочисленные) данные, полученные при одинаковых значениях q^2 , но при разных углах рассеяния, а также (менее точные) данные о поляризации отдачи или сравнение сечений e^-p и e^+p рассеяния. При этом каждый раз используется лишь малая часть общей совокупности данных. Возможность привлечения к проверке однофотонности всей совокупности данных использовалась нами в рамках работы Гурдена и Мартэна ^{/10/}. В ^{/10/} показано, что при некоторых предположениях вклад интерференции однофотонной диаграмм в сечение e^-p рассеяния имеет вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{2\gamma} = \sigma_{NS} \left\{ \left(\frac{\alpha}{\pi}\right) c(q^2) \operatorname{tg} \theta / 2 \left[\operatorname{tg}^2 \theta / 2 + \frac{1}{1+\tau} \right]^{1/2} \right\}. \quad (15)$$

Здесь $\alpha = 1/137$, θ - угол рассеяния электрона в л.с., σ_{NS} - сечение рассеяния Мотта, $\tau = q^2/4M^2$ (M - масса нуклона). При минимизации функционала χ^2 к формуле Розенблюта добавлялось выражение (15).

Относительно $c(q^2)$ делались следующие предположения:

$$c(q^2) = \beta'$$

либо

$$c(q^2) = \beta'' \cdot \frac{q^2}{4M^2}, \quad (16)$$

где β' и β'' - константы. При этом качество описания не улучшилось, а значения параметров, характеризующих формфакторы, не изменились.

Для параметров β' и β'' были найдены следующие значения:

$$\begin{aligned} \beta' &= 0,19 \pm 0,14, \\ \beta'' &= 0,10 \pm 0,06. \end{aligned} \quad (17)$$

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить С.М. Биленького, П. Фрэмптона, А. Мартэна и М. Гурдена за полезные обсуждения рассматриваемых здесь вопросов.

Л и т е р а т у р а

1. С.И. Биленькая, Ю.М. Казаринов, Л.И. Лапидус. ЖЭТФ, 60, 460, 1971.
2. P.H. Frampton. Phys. Rev., D1, 3141, 1970.
3. N. Dombey. Phys. Lett., 29B, 588 (1969).
4. А.И. Ахиезер, М.П. Рыкало. ДАН, 180, 1081 (1968).
5. L. Camilliri, J.H. Cristenson, M. Cramer, M. Lederman, Y. Nagashima, T. Yamanouchi. Phys. Rev. Lett., 23, 153, (1969).
6. А.И. Ахиезер, Л.Н. Розенцвейг, И.М. Шмушкевич. ЖЭТФ, 33, 765 (1957).
7. Ch. Berger, V. Burkert, G. Knop, B. Langenbeck, K. Rith. Phys. Institut, Universität Bonn, Preprint 1-075, Juli 1969.
8. T. Janssens, R. Hofstadter, E.B. Hughes, M.R. Yearian. Phys. Rev., 142, 922 (1966).
9. C. Lovelace. Phys. Rev., 28B, 264 (1968).
10. T.A. Griffi, L.I. Schiff, High-Energy Physics., Vol. 1, New York, 1967, p. 341.
11. D.J. Drickey and L. Hand. Phys. Rev. Lett., 9, 522 (1962).
12. K. Berkelman, M. Feldman, R.M. Littauer, G. Rouse, R.R. Wilson. Phys. Rev., 130, 2061 (1963).
13. D.M. Olsen, H.P. Schopper and R.R. Wilson. Phys. Rev. Lett., 6, 286 (1961).
14. K.W. Chen, J.R. Dunning, A.A. Cone, H.F. Ramsey, J.K. Walker and R. Wilson. Phys. Rev., 141, 1267 (1966).
15. J.R. Dunning, K.W. Chen, N.F. Ramsey, J.R. Rees, W. Shlaer, J.K. Walker and R. Wilson. Phys. Rev. Lett., 10, 500 (1963).
16. K.W. Chen, A.A. Cone, J.R. Dunning, S.R. Frank, R. Wilson. Phys. Rev. Lett., 11, 563 (1963).

17. M. Coitein, R.J. Budnitz, L. Carroll, J. Chen, J.R. Dunning, K. Hanson, D. Imre, C. Mistretta, J.K. Walker, R. Wilson and G.F. Dell, M. Forino, J.M. Paterson, H. Winick. *Phys.Rev.Lett.*, 18, 1016 (1967).
18. D. Frerejacque, D. Benaksas and D. Drickey. *Phys.Rev.*, 141, 1308, (1966).
19. H.J. Behrend, F.W. Brasse, J. Engler and H. Hultsching, S. Galgster, G. Hartwing, H.P. Schopper, E. Ganssauge. *Nuovo Cim.*, 48, 140 (1967).
20. W. Albrecht, H.J. Behrend, F.W. Brasse, W. Flaue, H. Hultsching and K.G. Steffen. *Phys.Rev.Lett.*, 17, 1192 (1966).
21. W. Albrecht, H.J. Behrend, H. Dornel, W. Flauyer, H. Hultsching. *Phys.Rev.Lett.*, 18, 1014 (1967).
22. R.M. Littauer, H.F. Schopper and R.R. Wilson. *Phys.Rev.Lett.*, 7, 141 (1961).
23. P. Lehman, R. Taylor and R. Wilson. *Phys.Rev.*, 126, 1183 (1962).
24. B. Dudelzak, A. Isakov, P. Lehman, R. Tchapoutian. *Proc. XII Int. Conf. on High-Energy Phys.*, Dubna, vol. 1, 916 (1964).
25. D.J. Drickey, B. Grossetete and P. Lehman. *Proc. Scienna Int. Conf. on Elementary Particle Physics*, 493 (1963).
26. J. Litt, G. Buschhorn, D.H. Coward, H. Destaebler, L.W. Mo, R.E. Taylor, B.C. Barish, S.C. Loken, J. Pine, J.I. Friedman, G.C. Hartman, H.W. Kendall. *Phys.Lett.*, 31B 40 (1970).
27. D.H. Coward, H. De Staebler, R.A. Early, J. Litt, A. Minten, L.W. Mo, W.K. Panofsky et al., *Phys.Rev.Lett.*, 20, 292 (1968).
28. Chr. Berger, E. Gersing, G. Knop, B. Langenbeck, K. Rith and F. Schumacher. *Phys.Lett.*, 28B, 276 (1968).
29. W. Bartel, F.-W. Buszer, W.-R. Dix, R. Felst, D. Harms, H. Krehbiel, P.E. Kuhlmann, J. Mc Elroy, G. Weber, *Phys.Lett.*, 33B, 245 (1970).

30. W. Bartel, B. Dudelzak, M. Krehbiel, M. McElroy, V. Meyer-Berkhout, R.J. Morrison, H. Nguyen-Ngoc, W. Schmidt, G. Weber. Phys. Rev. Lett., 17, 608, (1966).
31. W. Bartel, B. Dudelzak, M. Krehbiel, J.M. McElroy, V. Meyer-Berkhout, R.J. Morrison, H. Nguen-Ngoc, W. Schmidt, G. Weber. Phys. Lett., 25B, 236, (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июня 1971 года.