

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2389/2-80

P1-80-59

2/6-80

С.И.Биленькая, Ю.М.Казаринов

ФОРМФАКТОРЫ НЕЙТРОНА

(анализ данных по упругому ed -рассеянию)

Направлено в ЯФ

1980

I. Электромагнитные формфакторы - важнейшие характеристики нуклона. В настоящее время о формфакторах протона имеется довольно подробная информация в широком интервале q^2 от 0 до ≈ 30 /ГэВ/с/2. При малых q^2 / $q^2 \leq 0,5$ /ГэВ/с/2/ зарядовый и магнитный формфакторы протона описываются так называемой дипольной формулой. При $q^2 \geq 1$ /ГэВ/с/2 наблюдается заметное отклонение /20%/ от дипольной формулы /см., напр. /1/. Формфакторы нейтрона известны значительно хуже, чем формфакторы протона.

В настоящей работе проведен анализ всех опубликованных данных по сечениям упругого рассеяния электронов дейтронами. Цель анализа - получение информации об электромагнитных формфакторах нейтрона.

Мы использовали тот же метод, который применялся ранее при анализе мировых данных по упругому $e-p$ -рассеянию /1/. Этот метод требует определенных предположений о функциональной зависимости формфакторов от q^2 , причем в соответствующие выражения для формфакторов входят варьируемые параметры. Эти параметры находятся путем минимизации функционала χ^2 , определяемого следующим образом:

$$\chi^2 = \sum_{i,k} \frac{1}{\Delta_{i,k}} (\sigma_{i,k} - N_k \sigma_i^{\text{теор}})^2, \quad /1/$$

где $\sigma_{i,k}$ - сечение в i -й точке, измеренное в k -том эксперименте; $\Delta_{i,k}$ - ошибка $\sigma_{i,k}$; $\sigma_i^{\text{теор}}$ - сечение, вычисляемое по теоретическим формулам, N_k - варьируемый параметр, который вводится для учета возможных систематических ошибок каждого эксперимента.

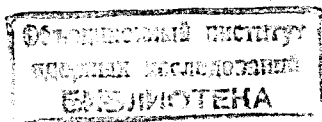
Отметим, что применялись предложенная в работе /2/ линейризация и программа FUMILI /3/.

Используемый метод позволяет получить информацию о формфакторах непосредственно из данных по сечениям. Обычно эта процедура проводится в два этапа. Вначале из данных по сечениям определяются значения формфакторов /путем построения прямой Розенблюта/, затем находятся параметры, характеризующие зависимость формфакторов от q^2 .

II: В однофотонном приближении сечение процесса

$$e + d \rightarrow e + d$$

/2/



имеет в лаб. системе следующий вид ^{4/}:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M [A(q^2) + B(q^2) \operatorname{tg}^2 \Theta/2], \quad /3/$$

$$\text{где } \sigma_M = \frac{d^2}{4E^2} \frac{\cos^2 \Theta/2}{\sin^4 \Theta/2} \frac{1}{1 + \frac{2E}{M_d} \sin^2 \Theta/2}$$

/ Θ - угол рассеяния, E - начальная энергия электрона, M_d - масса дейтрона/.

Величины $A(q^2)$ и $B(q^2)$ даются выражениями ^{4/}

$$A(q^2) = G_C^2(q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2(q^2) + \frac{2}{3} \eta G_M^2(q^2) \quad /4/$$

$$B(q^2) = \frac{4}{3} \eta(1+\eta) G_M^2(q^2).$$

Здесь $G_C(q^2)$; $G_Q(q^2)$ и $G_M(q^2)$ - зарядовый, квадрупольный и магнитный формфакторы дейтрона, а $\eta = q^2/4M_d^2$. Будем, как обычно, предполагать, что справедливо импульсное приближение.

В этом приближении формфакторы дейтрона могут быть связаны с зарядовыми и магнитными формфакторами протона $G_E^p(q^2)$, $G_M^p(q^2)$ и нейтрона $G_E^n(q^2)$, $G_M^n(q^2)$ соотношениями.

$$G_C(q^2) = (G_E^p(q^2) + G_E^n(q^2)) C_E$$

$$G_Q(q^2) = (G_E^p(q^2) + G_E^n(q^2)) C_Q \quad /5/$$

$$G_M(q^2) = \frac{M_d}{M_p} [(G_M^n(q^2) + G_M^p(q^2)) C_S + \frac{1}{2} (G_E^p(q^2) + G_E^n(q^2)) C_L].$$

Здесь

$$C_E = \int_0^\infty \{u^2(r) + w^2(r)\} j_0\left(\frac{qr}{2}\right) dr$$

$$C_Q = \frac{3}{\sqrt{2}\eta} \int_0^\infty w(r) \left\{u(r) - \frac{w(r)}{\sqrt{8}}\right\} j_2\left(\frac{qr}{2}\right) dr$$

$$C_L = \frac{3}{2} \int_0^\infty w^2(r) \left\{j_0\left(\frac{qr}{2}\right) + j_2\left(\frac{qr}{2}\right)\right\} dr$$

$$C_S = \int_0^\infty \left\{u^2(r) - \frac{w^2(r)}{2}\right\} j_0\left(\frac{qr}{2}\right) dr + \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\infty w(r) \left\{u(r) + \frac{w(r)}{\sqrt{2}}\right\} j_2\left(\frac{qr}{2}\right) dr. \quad /6/$$

В этих выражениях $j_0\left(\frac{qr}{2}\right)$ и $j_2\left(\frac{qr}{2}\right)$ - сферические функции Бесселя, а $u(r)$ и $w(r)$ - радиальные волновые функции, описывающие S и D-состояния и удовлетворяющие следующему условию нормировки:

$$\int_0^\infty [u^2(r) + w^2(r)] dr = 1. \quad /7/$$

Нами использовались функции $u(r)$ и $w(r)$, полученные в работе ^{5/}:

$$u(r) = N \left(e^{-\alpha r} + \sum_{i=1}^n C_i e^{-\epsilon_i r} \right) \quad /8/$$

$$w(r) = \rho N \left(\alpha \operatorname{rh}_2(i\alpha r) + \sum_{j=1}^m C'_j \epsilon'_j \operatorname{rh}_2(i\epsilon'_j r) \right).$$

Здесь

$$\operatorname{rh}_2(ix) = e^{-x} \left[1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2} \right]. \quad /9/$$

а α , N , ρ , C_i , ϵ_i , C'_j , ϵ'_j - параметры. Для того, чтобы волновая функция не имела сингулярности в точке $r=0$, параметры C_i , ϵ_i , C'_j , ϵ'_j должны удовлетворять условиям

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n C_i &= -1 \\ \sum_{j=1}^m C'_j &= -1 \\ \sum_{j=1}^m C'_j \frac{1}{\epsilon'_j} &= -\frac{1}{\alpha^2}. \end{aligned} \quad /10/$$

Параметры C_i , ϵ_i и т.д./ подбираются так, чтобы значения $u(r)$ и $w(r)$ совпадали со значениями, найденными путем численного интегрирования уравнения Шредингера с потенциалом Хамада-

Джонсона*. Полученные в работе^{/5/} значения параметров C_i , ϵ_i , C_j , ϵ_j удовлетворяют условиям /10/ лишь приблизительно, с точностью, недостаточной при практическом вычислении формфакторов дейтрона на ЭВМ. В связи с этим найдены новые уточненные значения этих параметров. Значения параметров α , N и ρ были взяты из работы^{/5/}: $\alpha = 0,2338 \text{ F}^{-1}$, $N = 0,8896 \text{ F}^{-1/2}$, $\rho = 0,0269$. В табл. 1 приведены полученные нами значения параметров C_i , ϵ_i , C_j и ϵ_j ($i=1, \dots, 4$; $j=1, \dots, 5$).

Таблица 1

Значения параметров, входящих в волновую функцию дейтрона

ϵ_i	C_i	ϵ_j	C_j
5,733a	-0,63608	4,833a	-20,34
12,844a	-6,615	10,447a	-36,60
17,331a	15,2162	14,506a	-123,02
19,643a	-8,9651	16,865354a	305,12
		21,1542a	-126,16

III. Перейдем теперь к изложению результатов анализа экспериментальных данных. Мы проанализировали данные, полученные в работах^{/7-14/} ($0,3 \text{ F}^{-2} \leq q^2 \leq 34,1 \text{ F}^{-2}$) при разных предположениях о формфакторах нуклона.

1. Предположим, что имеют место масштабные соотношения

$$G_M^p(q^2) = \mu_p G_E^p(q^2) \quad /11/$$

$$G_M^n(q^2) = \mu_n G_E^n(q^2) \quad /12/$$

$$G_E^n(q^2) = 0. \quad /13/$$

Здесь μ_p и μ_n - полные магнитные моменты протона и нейтрона в магнетонах Бора. Для зарядового формфактора протона примем выражение

* Этот потенциал позволяет описать данные по n - p рассеянию в области малых энергий, а также получить согласующееся с опытом значение величины $\frac{dG_E^n}{dq^2} \Big|_{q^2=0} / \text{см.}^{/6/} /$.

$$G_E^p(q^2) = \frac{a_3}{1+a_1q^2} + \frac{1-a_3}{1+a_2q^2} \quad /14/$$

a_1, a_2, a_3 - параметры/.

Как показано в работе^{/1/}, с помощью /11/ и /14/ могут быть описаны все имеющиеся данные по упругому рассеянию электронов протонами. Для параметров a_i при этом были получены следующие значения:

$$a_1 = 0,67 / \text{ГэВ}/\text{с}^2; \quad a_2 = 2,23 / \text{ГэВ}/\text{с}^2; \quad a_3 = -0,45. \quad /15/$$

Если предположить, что формфакторы нейтрона удовлетворяют соотношениям /12/ и /13/, а для формфакторов протона принять /11/, /14/ и /15/, то при этом может быть получено удовлетворительное описание $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 105/89$ / данных по сечениям упругого e - d рассеяния, полученных в работах^{/7-14/}. Единственными варьируемыми параметрами являются нормировочные множители $N_k (k=1, \dots, 8)$. Их значения приведены в табл. 2.

Таблица 2

Нормы, полученные в результате анализа данных по упругому e - d -рассеянию

Работа	Число точек	Параметризация /11/-/15/	Параметризация /19/-/21/
/7/	6	0,999±0,006	1,001±0,006
/8/	4	1,099±0,036	1,096±0,036
/9/	7	1,022±0,011	1,025±0,011
/10/	6	0,870±0,026	0,867±0,026
/11/	14	0,939±0,026	0,938±0,026
/12/	10	0,902±0,019	0,888±0,018
/13/	37	0,902±0,024	0,886±0,023
/14/	13	0,815±0,005	0,807±0,005

2. Соотношение /13/ заведомо должно нарушаться. В опытах по рассеянию медленных нейтронов на электронах^{/15/} получено, что

$$\frac{dG_E^n(q^2)}{dq^2} \Big|_{q^2=0} = (0,0195 \pm 0,0003) \text{ F}^2. \quad /16/$$

Мы рассмотрели интересную возможность нарушения масштабных соотношений /12/-/13/, обсуждавшуюся в работе^{/16/}. Предположим, что изовекторные и изоскалярные ($G_M^v(q^2)$, $G_E^v(q^2)$, $G_M^s(q^2)$, $G_E^s(q^2)$) формфакторы связаны масштабным соотношением

$$G_M^v(q^2) = \frac{\mu_v}{1/2} G_E^v(q^2) \quad /17/$$

$$G_M^s(q^2) = \frac{\mu_s}{1/2} G_E^s(q^2),$$

где

$$\mu_v = \frac{1}{2} (\mu_p - \mu_n) \quad /18/$$

$$\mu_s = \frac{1}{2} (\mu_p + \mu_n).$$

Из /17/ и /18/ получаем

$$G_M^p(q^2) = \mu_p G_E^p(q^2) + \mu_n G_E^n(q^2) \quad /19/$$

$$G_M^n(q^2) = \mu_n G_E^p(q^2) + \mu_p G_E^n(q^2).$$

Выразим формфакторы нейтрона через формфакторы протона. Имеем

$$G_E^n(q^2) = \frac{1}{\mu_n} [G_M^p(q^2) - \mu_p G_E^p(q^2)] \quad /20/$$

$$G_M^n(q^2) = \mu_n G_E^p(q^2) + \frac{\mu_p}{\mu_n} [G_M^p(q^2) - \mu_p G_E^p(q^2)].$$

Как видно из /20/, соотношения для формфакторов нейтрона /12/ и /13/ нарушаются только в случае, если не имеет места масштабное соотношение /11/, связывающее магнитный и зарядовый формфакторы протона.

При анализе данных по упругому e-d-рассеянию для формфакторов протона мы приняли выражения

$$G_E^p(q^2) = \frac{-0,24}{1+0,37q^2} + \frac{1,24}{1+2,50q^2} \quad /21/$$

$$G_M^p(q^2) = \mu_p \left(\frac{-0,33}{1+0,58q^2} + \frac{1,33}{1+2,42q^2} \right),$$

полученные^{1/} в результате анализа мировых данных по упругому e-p-рассеянию. Нормировочные множители /единственные варьируемые параметры/ приведены в табл. 2. В пределах ошибок они совпадают со значениями N_k , полученными в предыдущем случае.

Описание удовлетворительное: $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 106/89$. Зарядовый формфактор нейтрона во всей рассматриваемой области q^2 мал /не превосходит $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ / и при $q^2 = 22 \text{ F}^{-2}$ меняет знак. Производная зарядового формфактора в точке $q^2 = 0$ положительна и равна

$$\left. \frac{dG_E^n(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} = 0,023. \quad /22/$$

Отметим, что это значение производной $\left. \frac{dG_E^n(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0}$ согласуется со значением, полученным в недавнем опыте по упругому e-d-рассеянию в области малых q^2 , выполненном на ереванском ускорителе^{17/}.

3. В литературе /см., напр.,^{18/} / часто обсуждается возможность того, что

$$F_1^n(q^2) = 0. \quad /23/$$

В этом случае

$$G_E^n(q^2) = -\frac{q^2}{4M^2} G_M^n(q^2). \quad /24/$$

При этом предполагают также, что

$$G_M^p(q^2) = \mu_p G_E^p(q^2) \quad /25/$$

$$G_M^n(q^2) = \mu_n G_E^p(q^2).$$

Мы провели обработку данных по e-d-рассеянию в предположении, что имеют место соотношения /24/, /25/. Удовлетворительного описания данных получить в этом случае не удастся ($\chi^2/\bar{\chi}^2 = 179/89$); все параметры N_k на много ошибок отличаются от единицы/. Отметим, что если

$$G_E^n(q^2) = -b \frac{q^2}{4M^2} G_M^n(q^2) \quad /26/$$

/ b - варьируемый параметр/, то при этом может быть получено удовлетворительное описание данных ($\chi^2/\bar{\chi}^2 = 105/88$). Однако параметр b в пределах ошибок равен нулю / $b = -0,05 \pm 0,11$ /.

IV. Итак, полученные в работах^{7-14/} данные по упругому e-d-рассеянию могут быть удовлетворительно описаны, если предположить, что изовекторный и изоскалярный формфакторы связаны масштабными соотношениями /17/, а для формфакторов протона

принять полюсные выражения /21/ со значениями параметров, найденными при анализе мировых данных по е-р-рассеянию. При этом производная $\left. \frac{dG_E^n(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0}$ близка к значению, полученному в эксперименте по п-е рассеянию, а также в опыте^{/17/} по ед - рассеянию в области малых q^2 .

Данные по е-d-рассеянию могут быть также описаны, если предположить, что имеют место масштабные соотношения /11/-/13/.

Таким образом, точность имеющихся данных не позволяет получить однозначной информации о зарядовом формфакторе нейтрона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Биленькая С.И., Казаринов Ю.М., Липидус Л.И. ЖЭТФ, 1971, 61, с.2225.
2. Соколов С.Н., Силин И.Н. ОИЯИ, 1961, Д-810, Дубна.
3. Силин И.Н. Библиотека программ на ФОРТРАНе. ОИЯИ, Б-1-11-5144, Дубна, 1970, т.1.
4. Gourdin M. Nuovo Cim., 1963, 28, p.533; 1964, 32, p.493(E); 1964, 33, p.1391.
5. McGee I.J. Phys.Rev., 1966, 151, p.772.
6. Schumacher C.R., Bethe H.A. Preprint CLNS-180, 1972.
7. Drickey D.J., Hand L.N. Phys.Rev.Lett., 1962, 9, p.521.
8. Ganichot D., Grossetete B., Isabelle D.B. Preprint LAL 1250, April 1970.
9. Grossetete B., Drickey D., Lehmann P. Phys.Rev., 1966, 141, p.1435.
10. Benaksas D., Drickey D., Frerejacque D. Phys.Rev., 1966, 143, p.1227.
11. Friedman J.I., Kendall H.W., Gram P.A.M. Phys.Rev., 1960, 120, p.992.
12. Galster S., et al. Nucl.Phys., 1971, B32, p.221.
13. Ellias J.E. et al. Phys.Rev., 1969, 177, p.2075.
14. Buchanan C.D., Yearian M.R. Phys.Rev.Lett., 1965, 15, p.303.
15. Koester L. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1021.
16. Schumacher C.R., Engle I.M. Preprint ANL/HEP 7032.
17. Акимов Ю.К. и др. ЯФ, 1979, 29, с.649.
18. Hand L.N., Miller D.G., Wilson R. Rev.Mod.Phys., 1963, 35, p.335.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1980 года.