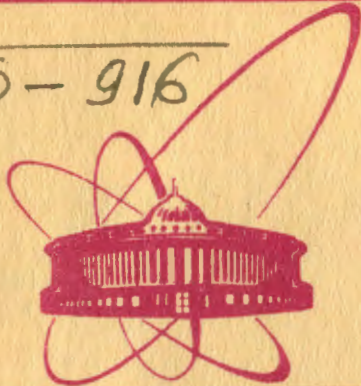


Б-916



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5791/2-81

23/41-81

P2-81-621

В.В.Буров, С.М.Доркин, В.К.Лукьянов, А.И.Титов

О ШЕСТИКВАРКОВОЙ СТРУКТУРЕ
В ФОРМФАКТОРЕ ДЕЙТРОНА

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik C"

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Правила кваркового счета^{/1/} определяют автомодельное поведение зарядовых формфакторов многокварковых систем в асимптотике:

$$F_{Nq}(q^2)(q^2)^{N-1} \rightarrow c_N^2, \quad q^2 \rightarrow \infty, \quad /1/$$

где N - число кварков, а q^2 - квадрат переданного импульса. Используя здесь в качестве $F_{6q}(q^2)$ экспериментальные данные при больших $q^2/2$, можно убедиться, что для дейтрона как истинно $6q$ -системы, а не совокупности пары $3q$ -кластеров /нуклонов/, соотношение /1/ начинает выполняться только в предельной области соотношения экспериментального измерения при $q^2 \geq 4/\text{ГэВ}/c^2$. Это означает, что для анализа имеющихся данных в предасимптотической области необходимо использовать конкретные кварк-ядерные модели, которые, однако, при $q^2 \rightarrow \infty$ давали бы правила кваркового счета.

В настоящей работе мы строим модель, которая в области малых q^2 допускает обычную двухнуклонную интерпретацию дейтрона, а при больших q^2 оперирует с дейтроном как с $6q$ -объектом. Запишем волновую функцию дейтрона в виде

$$\Psi = c_1 \hat{A}(\Phi_n \Phi_p \psi) + c_{6q} \psi_{6q} \quad /2/$$

/спиновые и изоспиновые индексы пока опущены/. Здесь функции относительного движения ψ трехкварковых кластеров Φ_n и Φ_p /нуклонов/ определяются нуклон-нуклонными (NN) силами. При этом кварки распределены в области локализации нуклонов, находящихся на расстоянии $r = r_d \approx 2$ Фм друг от друга. \hat{A} есть оператор антисимметризации, имеющий вид

$$\hat{A} = \frac{1}{\sqrt{20}} \left(1 - \sum_{\substack{i=1,2,3 \\ j=4,5,6}} \hat{P}_{ij} \right) (1 - \hat{P}_{14} \hat{P}_{25} \hat{P}_{36}), \quad /3/$$

где \hat{P}_{ij} - оператор обмена кварками, принадлежащими различным кластерам /предполагается, что первый кластер состоит из кварков 1, 2, 3, а второй - из 4, 5, 6/, а $\hat{P}_{14} \hat{P}_{25} \hat{P}_{36}$ реализует перестановку самих нуклонов.

Второе слагаемое в /2/ есть "истинно" $6q$ - конфигурация с квантовыми числами дейтрона. Она локализована в центральной области дейтрона в объеме кора NN-сил. Есть основание считать^{/3-6/}, что ее примесь c_{6q}^2 к "нуклонному каналу" мала

и составляет по порядку величины несколько процентов. Из нормировки /2/ тогда следует, что $c_1^2 = 1$.

Итак, предположение о кварковой структуре дейтрона приводит как к появлению обменных членов в обычной дейтронной волновой функции, так и к добавлению в эту функцию специфической некластерной природы $6q$ -конфигурации.

2. ОБМЕННЫЙ ФОРМФАКТОР

Вначале изучим роль обменных членов в формфакторе дейтрона. Для этого оставим в /2/ только первый член:

$$\Psi_M = \hat{A}(\Phi_n \Phi_p \psi_{JM,I}), \quad /4/$$

где M - проекция полного спина $J=1$; I - изоспиновый индекс /здесь $I=0$ /; волновые функции каждого из нуклонов включают симметричную пространственную $\Phi(\vec{\xi})$ ($\Phi(\vec{\eta})$) и антисимметричную цветную части:

$$\Phi_n = \Phi(\vec{\xi}) \Phi_n^c, \quad \Phi_p = \Phi(\vec{\eta}) \Phi_p^c, \quad /5/$$

а $\psi_M(\vec{r})$ - функция относительного движения нуклонов-кластеров, имеющая вид

$$\psi_M(\vec{r}) = \frac{u(r)}{r} \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \chi_M + \frac{w(r)}{r} \cdot \Sigma(2m_\ell 1\mu | 1M) Y_{2m_\ell}(\hat{r}) \chi_{\mu'}, \quad /6/$$

где

$$\chi_\mu = \Sigma(1/2\sigma_1 1/2\sigma_2 | 1\mu)(1/2\tau_1 1/2\tau_2 | 00) \Phi_{\sigma_1\tau_1} \Phi_{\sigma_2\tau_2} \quad /7/$$

Здесь $\Phi_{\sigma\tau}$ - спин-изоспиновая функция нуклона; σ и τ - проекции спина и изоспина соответственно. В качестве $\Phi(\vec{\xi})$ и $\Phi(\vec{\eta})$ выбираем функции, определяющиеся из модели гармонического осциллятора:

$$\Phi(\vec{\xi}) = \left(\frac{\Omega}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\frac{\Omega}{2}(\xi_1^2 + \xi_2^2)}, \quad \Phi(\vec{\eta}) = \left(\frac{\Omega}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\frac{\Omega}{2}(\eta_1^2 + \eta_2^2)}, \quad /8/$$

где $\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, \vec{\eta}_1, \vec{\eta}_2$ - координаты Якоби:

$$\vec{\xi}_1 = \frac{1}{6}(\vec{r}_2 + \vec{r}_3 - 2\vec{r}_1),$$

$$\vec{\xi}_2 = \frac{1}{2\sqrt{3}}(\vec{r}_3 - \vec{r}_2), \quad /9/$$

$$\vec{\eta}_1 = \frac{1}{6}(\vec{r}_5 + \vec{r}_6 - 2\vec{r}_4),$$

$$\vec{\eta}_2 = \frac{1}{2\sqrt{3}}(\vec{r}_6 - \vec{r}_5).$$

Параметр Ω определяет характерный размер системы. В дальнейшем будем полагать $\Omega = 1 / \text{ГэВ}/c/2$, что соответствует радиусу нуклона $r_N = 2 / \sqrt{\Omega} \approx 0,4 \text{ фм}$ и согласуется с анализом данных по упругому $pp \rightarrow \gamma/\pi$ и $e p \rightarrow \gamma/\pi$ - рассеянию.

Используя определение формфактора F_{Qj} - заряд j -го кварка/:

$$F^{MM'}(q^2) = \langle \Psi_M | \sum Q_j e^{i\vec{q}\vec{r}_j} | \Psi_{M'} \rangle, \quad /10/$$

где Ψ_M - волновая функция /4/, и свойства операторов перестановок, получим

$$F^{MM'}(q^2) = \langle \psi_M \Phi_n(\vec{\xi}) \Phi_p(\vec{\eta}) | \sum Q_j e^{i\vec{q}\vec{r}_j} (1 - 9\hat{P}_{14}) | \psi_{M'} \Phi_n(\vec{\xi}) \Phi_p(\vec{\eta}) \rangle. \quad /11/$$

Оператор \hat{P}_{14} есть произведение цветной, спин-изоспиновой и пространственной частей: $\hat{P}_{14} = \hat{P}_{14}^c \hat{P}_{14}^{ST} \hat{P}_{14}^x$. Действие цветной и спин-изоспиновых частей дает $1/3$ и $-1/27$ соответственно. Действие пространственной части на функцию $\psi(\vec{r})$ приводит к обменным интегралам, которые имеют следующий вид /9/:

$$\hat{P}_{14} \psi(\vec{r}) = \left(\frac{3}{4}\right)^3 \left(\frac{\Omega}{2\pi}\right)^{3/2} \int d\vec{r}' e^{-\frac{5\Omega}{32}(r^2 + r'^2) + \frac{3\Omega}{16}\vec{r}\vec{r}'} \psi(\vec{r}'). \quad /12/$$

Используя технику вычисления обменных интегралов /10/, после ряда преобразований получим

$$F^{MM'}(q^2) = (F_c + F_c^e) \delta_{MM'} - (F_Q + F_Q^e) (2m_\ell |1M' \rangle |1M \rangle) Y_{2m_\ell}(\hat{q}) \frac{1}{\sqrt{4\pi}}, \quad /13/$$

где $F_{c,Q}$ - обычные, "прямые" зарядовый и квадрупольный формфакторы, а $F_{c,Q}^e$ - их обменные части.

$$F_c(q^2) = F_p(q^2) \int dr (u^2 + w^2) j_0\left(\frac{qr}{2}\right), \quad /14a/$$

$$F_Q(q^2) = F_p(q^2) \int dr (2uw - \frac{w^2}{\sqrt{2}}) j_2\left(\frac{qr}{2}\right), \quad /14b/$$

$$F_c^e(q^2) = B \left\{ \frac{1}{3} F_p\left(\frac{q^2}{2}\right) [I_{00}^{0(+)}(q) + I_{22}^{0(+)}(q)] + \right. \quad /15a/$$

$$\left. + \frac{2}{3} F_p\left(\frac{3q^2}{4}\right) [I_{00}^{0(-)}(q) + I_{22}^{0(-)}(q)] \right\},$$

$$F_Q^e(q^2) = B \left\{ \frac{1}{3} F_p\left(\frac{q^2}{2}\right) \left[2I_{20}^{2(+)}(q) - \frac{1}{\sqrt{2}} I_{22}^{2(+)}(q) \right] + \right. \quad /15b/$$

$$\left. + \frac{2}{3} F_p\left(\frac{3q^2}{4}\right) \left[2I_{20}^{2(-)}(q) - \frac{1}{\sqrt{2}} I_{22}^{2(-)}(q) \right] \right\}.$$

$V / 14 / - / 15 / F_p(q^2)$ - зарядовый формфактор протона; j_0 и j_2 - сферические функции Бесселя; $V = 3/64 (\Omega / 2\pi)^{3/2}$. Выражения для обменных интегралов даются формулой

$$I_{LL}^{\ell(\pm)} = 4\pi \sum_{\ell_1 \ell_2 \lambda} (2\lambda+1) \sqrt{\frac{(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)(2\ell+1)}{2L+1}} \times \\ \times (\pm i)^{\ell_1 - \ell_2} \begin{Bmatrix} \ell_2 & \lambda & L \\ L & \ell & \ell_1 \end{Bmatrix} (\ell_1 0 \lambda 0 | L 0) (\ell_2 0 \lambda 0 | L 0) (\ell 0 \ell_2 0 | \ell_1 0) \times \quad /16/ \\ \times \int dr dr' r r' \phi_L(r) \phi_L(r') e^{-\frac{5\Omega}{32}(r^2+r'^2)} j_{\ell_1}(\frac{3}{8}qr) j_{\ell_2}(\frac{3}{8}qr') i_{\lambda}(\frac{3\Omega}{16}rr')$$

где i_{ℓ} - сферические функции Бесселя мнимого аргумента $\phi_0 = u$; $\phi_2 = w$.

Отметим, что сделать ряд упрощений в расчете обменных формфакторов удастся потому, что кластерные радиальные функции имеют гауссовский вид. Однако при исследовании области больших передач импульса полезно заменить соответствующий им протонный формфактор на формфактор, полученный при анализе эксперимента. Таким образом, здесь вводится известная дипольная формула:

$$F_p(q^2) = \langle \Phi_p | \sum Q_j e^{iqr_j} | \Phi_p \rangle = e^{-\frac{q^2}{\Gamma}} \Rightarrow \left(\frac{1}{1 + \frac{q^2}{0,71/\Gamma \text{ЭВ}/c^2}} \right)^2 \quad /17/$$

Расчет вклада обменных членов проводится для трех реалистических потенциалов: потенциалов Рейда с мягким RSC /11/ и твердым кором RHC /11/ и парижского P /12/. Кроме того, в методических целях для зарядового обменного формфактора сделан также расчет с использованием гауссовской функции относительного движения нуклонов $u(r) = (\frac{2\mu}{\pi})^{3/4} e^{-\mu r^2}$. В этом случае ответ

получается в явном виде:

$$F_c^e(q^2) = D \left[\frac{1}{3} F_p(\frac{q^2}{2}) e^{-\frac{q^2}{a_1}} + \frac{2}{3} F_p(\frac{3}{4}q^2) e^{-\frac{q^2}{a_2}} \right] \quad /18/$$

Здесь

$$a_1 = \frac{64}{9} (2\mu + \frac{\Omega}{8}), \quad a_2 = \frac{64}{9} (\frac{\mu}{2} + \frac{\Omega}{8}),$$

$$D = \left(\frac{\mu \Omega}{(2\mu + \frac{\Omega}{8})(\frac{\mu}{2} + \frac{\Omega}{8})} \right)^{3/2}, \quad \mu \approx \frac{1}{\langle r_d^2 \rangle} \approx 0,01 / \Gamma \text{ЭВ}/c^2.$$

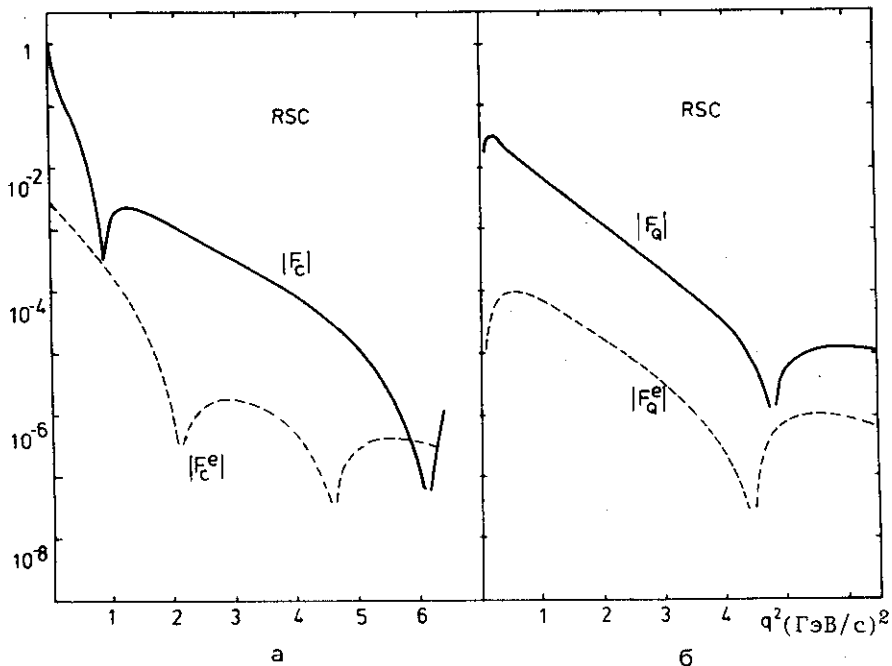


Рис.1. Зарядовый /а/ и квадрупольный /б/ формфакторы дейтрона, рассчитанные с использованием RSC-функций; сплошная кривая - обычный "прямой" формфактор, пунктирная - обменный формфактор.

Результаты расчетов приведены на рис.1-2. Видно, что для реалистических потенциалов вклад обменных членов мал.

Зарядовый и квадрупольный формфакторы в сечении упругого еd-рассеяния входят в комбинации $F_E^2 = F_C^2 + F_Q^2/2$. Отношение

$$R = \frac{(F_C + F_C^e)^2 + (F_Q + F_Q^e)^2}{F_C^2 + F_Q^2},$$

представленное на рис.2, показывает, что вклад обменных членов в сечение по порядку величины составляет несколько процентов при всех q^2 . При этом для потенциалов RSC и P он не превышает 5%. В то же время для нереалистического осцилляторного потенциала вклад обменного формфактора растет и начиная с $q_0^2 \approx 1 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$ превышает прямой по абсолютной величине на несколько порядков /рис.3/. Значение q_0 зависит от выбора радиуса нуклона r_N : чем меньше r_N , тем меньше наклон обменного формфактора в области больших q^2 .

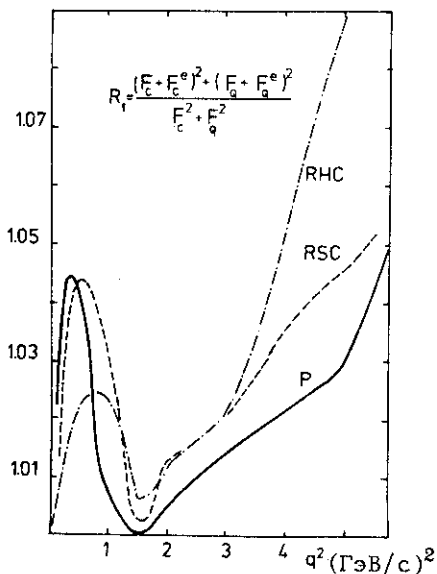


Рис. 2. Вклад обменных формфакторов в сечение $e d$ -рассеяния без учета $6q$ -конфигураций.

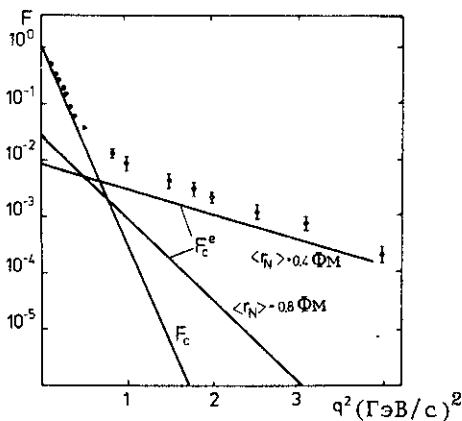


Рис. 3. Прямой и обменный формфакторы для гауссовской волновой функции. Экспериментальные точки соответствуют $\sqrt{F_e^2 + F_q^2}$.

Следовательно, можно заключить, что попытки улучшения согласия с экспериментом при больших q^2 только за счет учета обмена кварками между нуклонными кластерами не дают желаемого эффекта. Сами реалистические потенциалы, видимо, таковы, что наличие в них кора имитирует вклад обменных членов.

Попытки объяснить экспериментальные данные при больших q^2 ведутся в разных направлениях. В нашем случае при развитии концепции о кварковой структуре дейтрона следующей задачей является исследование вклада в сечение истинных $6q$ -примесей.

3. ШЕСТИКВАРКОВЫЕ ПРИМЕСИ

Итак, будем записывать полную волновую функцию /2/ с учетом истинных $6q$ -конфигураций:

$$\Psi = \hat{A}(\Phi_n(\vec{\xi}) \Phi_p(\vec{\eta}) \psi(\vec{r})) + c_{6q} \psi_{6q} \quad /19/$$

Здесь мы ограничимся рассмотрением в качестве ψ_{6q} одной простейшей конфигурации с кварковыми в нижайшем s^6 -состоянии.

Поскольку мы исследуем формфактор при больших q^2 и имеем целью дальнейшее сравнение с экспериментом, то становится необходимым учет релятивистских аспектов задачи. Частично эффекты релятивизации учитываются самим выбором того или иного реалистического NN-потенциала, которые обычно подготавливаются под фазы NN-рассеяния вплоть до энергий порядка 1 ГэВ. Однако это касается лишь первого слагаемого в выражении для формфактора, получаемом с помощью /19/:

$$F = F_0^r + 2c_{6q} F_{int} + c_{6q}^2 F_{6q} \quad /20/$$

где, пренебрегая обменным формфактором, получим

$$F_0 = \langle \psi | \hat{O}_1 | \psi \rangle \langle \Phi_n \Phi_p | \hat{O}_2 | \Phi_n \Phi_p \rangle, \quad /21/$$

$\hat{O}_{1,2}$ - соответствующие операторы.

Здесь нужно иметь в виду следующее. Второй множитель в /21/, естественно, выражается через формфактор протона, который можно вычислить с релятивистскими функциями либо использовать для него параметризацию /17/. Первый множитель есть обычный формфактор дейтрона. Один из последовательных релятивистских способов его расчета дан в работе /13/. Мы берем из нее тот вариант, где используются RSC-функции и учитываются релятивистские эффекты отдачи дейтрона. В /13/ показано, что такой расчет в области до $q^2 \leq 6$ /ГэВ/с² дает результаты, близкие к результатам "точного", но технически весьма трудоемкого расчета, где волновые функции дейтрона находятся как решения соответствующего квазипотенциального уравнения Гросса.

Для расчета третьей части формфактора /20/, которая связана исключительно с вкладом $6q$ -конфигураций, мы используем его релятивистское определение:

$$F_{6q}(q^2) = \int d^4 \xi_1 \dots d^4 \xi_5 \psi_{6q}^*(\xi_1 \dots \xi_5; P_{in}) \sum Q_j e^{-iqx_j(\xi)} \psi_{6q}(\xi_1 \dots \xi_5; P_{out}), \quad /22/$$

где x_j - координаты кварков, преобразуемые через координаты Якоби ξ_i , а волновую функцию ψ_{6q} берем в виде решения релятивистского гармонического осциллятора /14/:

$$\psi_{6q}(\xi_1 \dots \xi_5; P) = \left(\frac{\Omega}{\pi}\right)^5 \left(\frac{2M_d^2 - m_6^2}{m_6^2}\right)^{5/4} e^{-\frac{\Omega}{2} \sum_i (\xi_i^2 - 2 \frac{P \xi_i}{m_6^2})} \quad /23/$$

Подставляя /23/ в /22/, находим

$$F_{6q}(q^2) = \frac{1}{(1 + q^2/2m_6^2)^5} e^{-\frac{5}{4\Omega} \frac{q^2}{1 + q^2/2m_6^2}}, \quad /24/$$

где параметр $\Omega = 1/\text{ГэВ}/\text{с}^2$, а динамический параметр m_6 имеет смысл эффективной массы шестикварковой системы. Сравнение с экспериментом показывает, что величина этого параметра не сов-

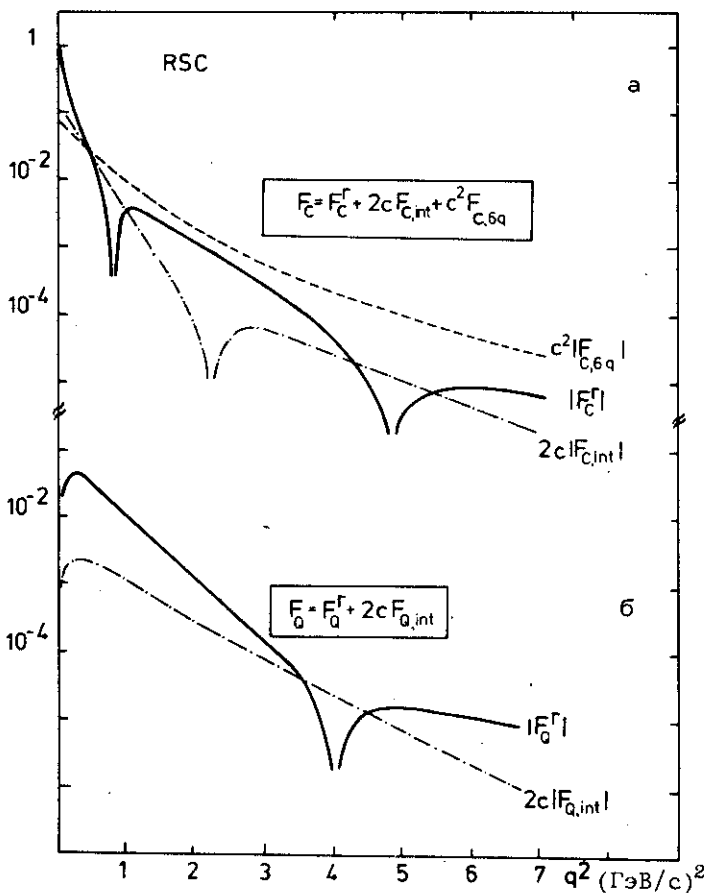


Рис.4. Вклад различных слагаемых /20/ в зарядовый /а/ и квадрупольный /б/ формфакторы.
 $C=0,07$.

падает с соответствующей массой^{/4,5,15/}. Следуя работе^{/15/}, примем $m_6 = 1,3$ ГэВ.

Интерференционный член в /20/ по аналогии с /22/ записываем в виде

$$F_{int}(q^2) = \langle \hat{A}(\vec{\psi}(\vec{r})\phi_n(\vec{\xi})\vec{\phi}_p(\vec{\eta})) | \hat{O} | \psi_{6q} \rangle, \quad /25/$$

$\psi(\vec{r})$ должна зависеть от 4-координаты (\vec{r}, t) ковариантным образом. Однако, учитывая, что мы, как и в^{/18/}, используем RSC - функции, которые частично включают эффект релятивизации за счет выбора NN-сил, ограничимся нерелятивистской зависимостью от времени $e^{-iEt}\psi(\vec{r})$.

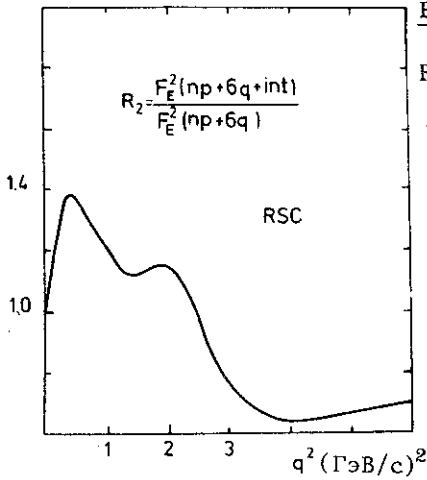


Рис.5. Отношение

$$R = \frac{|F_c + 2c_{6q} F_{int} + c_{6q}^2 F_{6q}|^2 + |F_Q + 2c_{6q} F_{int}|^2}{|F_c + c_{6q}^2 F_{6q}|^2 + |F_Q|^2}$$

показывающее вклад интерференционного члена /25/ в сечение ed -рассеяния.

Вклад интерференционного члена приведен на рис.4,5. Здесь, как и в наших оценках, данных в^{3/}, было выбрано $c_{6q}^2 = 0,07$. Заметим, что ψ_{6q} не дает вклада в квадрупольный формфактор, так как мы учитываем только s^6 -конфигурацию. Из рис.5 видно, что интерференционный вклад в сечение мал.

При более реалистическом рассмотрении, когда вместо одной s^6 -конфигурации в ψ_{6q} учитываются и другие возможные компоненты, можно ожидать, что вклад интерференционного члена будет дополнительно подавлен из-за разности фаз в соответствующих амплитудах.

4. ВЫВОДЫ. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Итак, анализ расчета формфакторов дейтрона в области больших передач импульса при использовании волновой функции всегда /2/ с учетом $6q$ -примесей на уровне нескольких процентов приводит к заключениям:

А. Антисимметризация волновой функции дейтрона по кваркам /составляющим нуклоны/ не играет заметной роли, если использовать реалистические NN-силы. Последние сами по себе выбраны так, чтобы этот эффект учитывался при наличии отталкивательного кора на малых расстояниях.

Б. Вкладом интерференции нуклонной и шестикварковой частей функции в формфакторе можно пренебречь.

В. Полную функцию $F_E(q^2)$ в случае ed -рассеяния в хорошем приближении можно заменить на сумму $F_E(q^2)$ функций, рассчитанных независимо для нуклонной и шестикварковой частей функции /2/^{3/}.

И, наконец, отметим следующее. В функциях вида /2/ составляющие ее компоненты, вообще говоря, неортогональны; степень неортогональности можно оценить, вычисляя интеграл:

$$\eta = \langle \hat{A}(\Phi_n \Phi_p \psi) | \psi_{6q} \rangle \quad /26/$$

В принципе, /2/ можно ортогонализировать, например, таким образом:

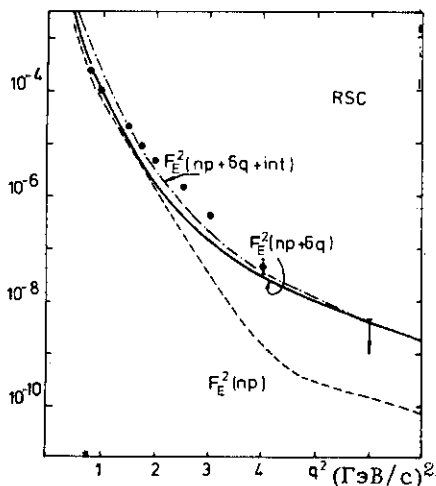


Рис. 6. Электрический формфактор $F_E^2 = F_c^2 + F_Q^2$, пунктирная кривая - релятивистский расчет без учета $6q$ -конфигураций, сплошная - с учетом $6q$ -конфигураций, но без учета интерференции, штрихпунктирная - с учетом интерференции.

$$\Psi = \tilde{\psi}_d + \tilde{c}_{6q} \psi_{6q} = (\hat{A}(\phi_n \phi_p \psi) - \eta \psi_{6q}) + \tilde{c}_{6q} \psi_{6q} / 27 /$$

Видно, что вся модификация свелась, в сущности, к перенормировке вклада $6q$ -конфигурации, $\tilde{c}_{6q} = c_{6q} + \eta$. Соответственно возрастает роль интерференции, которая, однако, теперь не играет конструктивной роли, поскольку ее поведение при больших q^2 полностью определяется членом $-\eta c_{6q} \langle \psi_{6q} | 0 | \psi_{6q} \rangle$, вид которого совпадает с F_{6q} -формфактором. Интерференционный формфактор теперь при $q^2 = 0$ будет равен нулю, а результаты расчета на основе функций /27/ и /2/ совпадают.

На рис. 6 приведено сравнение экспериментального формфактора ed -рассеяния с результатами расчета на основе функции /2/ в области больших передач импульса. Пунктирная кривая - поведение электрического формфактора $F_E^2(q^2) = F_c^2(q^2) + F_Q^2(q^2)$, взятого из /13/, где $6q$ - примесь отсутствует. Наш расчет с учетом $6q$ -примесей /сплошная/ и интерференции ее с NN-частью /штрихпунктирная/ сделан при выборе $c_{6q}^2 = 0,07$. Видно, что при больших q^2 определяющую роль в объяснении эксперимента играет именно шестикварковая примесь в дейтроне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Matveev V.A., Muradyan R., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cimento Lett., 1973, 7, p. 719; Brodsky S., Farrar G. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p. 1153.
2. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p. 1516.
3. Буров В.В. и др. ЯФ, 1978, 28, с. 162.
4. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. Progr.Theor.Phys., 1979, 61, p. 559.
5. Кобушкин А.П. ЯФ, 1978, 28, с. 252.
6. Brown G.E., Rho M. Phys.Lett., 1979, 82B, p. 177.

7. Orear J. Phys.Rev., 1978, D18, p. 2484.
8. Licht A.L., Pagnamenta A.Phys.Rev., 1970, D2, p. 1150.
9. Smirnov Yu.F., Tchuvilsky Yu.M. Preprint C.I.E.A.-I.P.N., 1977.
10. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. "Наука", М., 1969.
11. Reid R.V. Jr. Ann.Phys., 1968, 50, p. 411.
12. Lacombe M. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p. 1495.
13. Arnold R.G. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p. 1426.
14. Fujimura K. et al. Progr.Theor.Phys., 1970, 44, p. 193.
15. Kizukuri Y. et al. Progr.Theor.Phys., 1980, 64, p. 1478.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 сентября 1981 года.