

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-85-928

В.В.Буров, В.Н.Достовалов\*

ПРОЯВЛЕНИЕ ОБМЕННЫХ МЕЗОННЫХ ТОКОВ  
И КВАРКОВОЙ СТРУКТУРЫ ДЕЙТРОНА  
В УПРУГОМ  $eD$ -РАССЕЯНИИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* Дальневосточный государственный университет,  
Владивосток

1985



## 1. Введение

В настоящее время имеются экспериментальные данные /1,2/ о структурной функции  $A(q^2)$  в широкой области переданных импульсов  $q^2 \leq 8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, что позволяет анализировать проявления детальной структуры дейтрона с учетом мезонных обменных токов (МОТ) и кварковых эффектов. Попытки объяснения поведения  $A(q^2)$  в нерелятивистском подходе, в рамках представления только о нуклонной структуре дейтрона с использованием различных феноменологических  $NN$ -потенциалов, показали, что в области больших переданных импульсов  $q^2 \geq 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> теоретические расчеты дают заниженные значения  $A(q^2)$ , отличающиеся от экспериментальных данных на порядок и более при  $q^2 \geq 6$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> (см., например, работы /3-6/). В этой связи были развиты подходы, учитывающие релятивистские эффекты /3,6/, мезонные обменные токи /7-10/, кварковую структуру дейтрона /4,5,11-15/, электрический формфактор нейтрона /3,6,16/ и др. (см., например, /17,18/). Суть учета релятивистских эффектов сводится, в основном, к двум пунктам. Это введение релятивистской кинематики и построение (либо расчет) соответствующей волновой функции, и второе - учет вклада мезонных обменов. Способы непосредственной релятивизации самые разнообразные. Так, в работе /3/ был детально развит метод решения соответствующих квазипотенциальных уравнений и было показано, что такие релятивистские поправки невелики и уменьшают нерелятивистскую структурную функцию  $A(q^2)$  /6/ увеличивая тем самым расхождение с экспериментом. В другой работе /6/ такой учет привел к положительным поправкам, но они опять оказались малыми в области  $q^2 \leq 8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, так что не смогли объяснить имеющихся данных эксперимента. Если не ставить пока вопроса об учете мезообменных токов, то следует отметить попытку объяснить эксперимент /3,6,16/ за счет введения феноменологического электрического формфактора нейтрона. В работах /5,11,19,20/ было отмечено, что поведение  $A(q^2)$  в области больших переданных импульсов соответствует правилам кваркового счета /21,22/, что вместе с предположением о существовании в ядрах мультикварковых систем (см., например, работы /23-27/, вызвало ряд довольно успешных попыток объяснения  $A(q^2)$  /4,5,11-15/. Вероятность существования в дейтроне шестикварковой примеси в этих работах получается в пределах (2 - 12)%. Это согласуется с данными анализа кумулятивных /23, 28-30/, глубоконеупругих /31/ и других процессов (см., например /32/).

В работах /7-10/ наиболее полно были исследованы изоскалярные обменные мезонные токи и было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Однако эти результаты оказались весьма чувствительны к выбору мезон-нуклонных вершинных формфакторов. Так, вклад  $\rho\pi\gamma$ -процесса вычислялся с константой  $g_{\rho\pi\gamma} = 0,38$ , которая, по современным данным, имеет другое значение  $g_{\rho\pi\gamma} = 0,52$  /33/. Кроме того, по современным представлениям требуется, чтобы мезон-нуклонные вершины при больших  $q^2$  имели правильное асимптотическое поведение  $(q^2)^{-3}$ . С такими вершинами можно получить /34/ хорошее согласие с экспериментальными нуклонными формфакторами. Так как эти мезон-нуклонные вершинные формфакторы уменьшаются с ростом  $q^2$  значительно быстрее, чем использованные ранее в работе /8/, то это должно вызвать изменение вкладов МОТ в  $A(q^2)$ . В настоящей работе мы исследуем вклады МОТ в  $A(q^2)$  с учетом новых мезон-нуклонных вершинных формфакторов и также обсудим проявление кварковых степеней свободы в структурной функции дейтрона  $A(q^2)$ . Проанализируем зависимость от МОТ и кварковой структуры тензора поляризации  $T_{20}$  в связи с тем, что сейчас планируются измерения  $T_{20}$  (который пока измерен при малых  $q^2$  /35/) в области больших переданных импульсов /36,37/.

## 2. Модель

Волновую функцию дейтрона с учетом его кварковой структуры естественно представить в виде /4,5,11-14/

$$\psi_d^M = c_0 \hat{A}(\phi_n \phi_p \psi^M) + \sum_{\lambda} c_{\lambda} \psi_{\lambda}^M \quad (1)$$

Здесь, в первом слагаемом, функция относительного движения  $\psi^M$  ( $M$  - проекция спина дейтрона) трехкварковых кластеров (нуклонов)  $\phi_n$ ,  $\phi_p$  определяется нуклон-нуклонными  $NN$ -силами, так что кварки распределены в области локализации нуклонов ( $r_n \sim 0,8$  фм), находящихся на расстоянии  $r \sim r_d = 2$  фм. Второй член определяется шестикварковыми конфигурациями с квантовыми числами дейтрона. Они локализованы в центральной области дейтрона с размерами порядка ко-ра  $NN$ -сил  $r \sim r_c \sim 1$  фм. В дальнейшем мы будем рассматривать простейшую  $s^6$ -конфигурацию, т.е. в сумме по  $\lambda$  оставим только один член. Оценки вклада высших конфигураций в формфактор и поляризацию дейтрона даны в работах /4/.  $\hat{A}$  - оператор антисимметризации по кваркам, принадлежащим разным нуклонам. В работах /4,13/ было показано, что в случае использования реалистических  $NN$ -потенциалов эффекты антисимметризации весьма малы (порядка нескольких процентов). Это дает нам основание не усложнять выкладки и с самого начала исключить в формуле (1) оператор антисимметризации по квар-



кам, принадлежащим разным нуклонам. В то же время антисимметризация при перестановке самих нуклонов, естественно, будет учтена при построении функции их относительного движения. Таким образом, волновую функцию дейтрона будем записывать в виде

$$\Psi_d^M = c_0 \phi_n \phi_p \Psi^M + c_1 \Psi_{6q}, \quad (2)$$

где функции  $\phi_n$ ,  $\phi_p$  симметричны по пространственным переменным  $3q$  - кластеров и антисимметричны по цветовым:

$$\phi_p = \phi(\xi_1, \xi_2) \phi_p^c; \quad \phi_n = \phi(\eta_1, \eta_2) \phi_n^c. \quad (3)$$

Функция относительного движения нуклонов ( $3q$  - кластеров) имеет вид:

$$\Psi^M = \frac{u(r)}{4\pi r} \chi_M + \frac{w(r)}{r} \sum_{\mu m_e} (2m_e 1 \mu | 1 M) Y_{2m_e}(\hat{r}) \chi_{\mu}, \quad (4)$$

где

$$\chi_{\mu} = \sum_{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3 \epsilon_4} (1/2 \epsilon_1 1/2 \epsilon_2 | 1 \mu) (1/2 \epsilon_1 1/2 \epsilon_2 | 0 0) \varphi_{\epsilon_1 \epsilon_2} \varphi_{\epsilon_3 \epsilon_4}, \quad (5)$$

$\varphi_{\epsilon_1 \epsilon_2}$  - спин-изоспиновая функция нуклона.

Волновую функцию  $\Psi_{6q}$  берем согласно модели релятивистского гармонического осциллятора (МРГО) для  $N$  - кварков, а именно /12/

$$\Psi_{Nq}(\xi_1, \dots, \xi_{N-1}, \rho) = \left(\frac{\alpha_N}{\pi N}\right)^{N-1} \exp\left\{\frac{\alpha_N}{2N} \sum_{i=1}^{N-1} (\xi_i^2 - 2 \frac{(\rho \xi_i)^2}{\mu_{Nq}})\right\}, \quad (6)$$

здесь  $\xi_1, \dots, \xi_{N-1}$  координаты Якоби  $N$  - кварковой системы,  $\rho$  - полный импульс.

Электрический формфактор дейтрона определим следующим образом:

$$F_{MM'} = \langle \Psi_d^M | \sum_{j=1,2} e_j \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}_j) | \Psi_d^{M'} \rangle, \quad (7)$$

где  $e_j$  и  $\vec{r}_j$  - заряд и координата  $j$  - го кварка, соответственно. Окончательное выражение для формфактора дейтрона после ряда преобразований на основе выражений (1)-(7) приобретает следующий вид /4, 14/:

$$F_{MM'} = (c_0^2 F_c + 2c_0 c_1 F_{int}^{e=0} + c_1^2 F_{6q}) \delta_{MM'} + (c_0^2 F_a + 2c_0 c_1 F_{int}^{e=2}) S_{MM'}(\hat{q}) \equiv G_c \delta_{MM'} + G_a S_{MM'}, \quad (8)$$

где

$$S_{MM'}(\hat{q}) = \sqrt{\frac{12\pi}{5}} (-1)^M (1-M 1 M' | 2 M'') Y_{2M''}^*(\hat{q}). \quad (9)$$

Формфактор  $N$  - кварковой системы в МРГО был получен в работе /12/:

$$F_{Nq}(q^2) = (1 + q^2/2\mu_{Nq}^2)^{-N+1} \exp\{- (N-1) q^2 / [4\alpha_N (1 + q^2/2\mu_{Nq}^2)]\}. \quad (10)$$

Здесь параметрами задачи являются  $\alpha_N = N^{3/2} \mathcal{K}$  ( $\mathcal{K}$  - осцилляторный параметр) и масса  $\mu_{Nq}^2$ . Так, для формфактора протона  $F_{3q}$  ( $N=3$ ) в работе /12/ получены значения параметров  $\alpha_3 \approx 0,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $\mu_{3q} \approx 1$  ГэВ. Тогда для формфактора шестикварковой системы  $F_{6q}$  ( $N=6$ )  $\alpha_6 = 2\sqrt{2} \alpha_3 \approx 1,4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Значение  $\mu_{6q} \approx 1,2$  ГэВ выберем таким же, как и в работе /12/. Отметим, что в пределе  $q^2 \gg \mu_{Nq}^2$  формфактор  $N$  - кварковой системы начинает зависеть от переданного импульса  $q^2$  степенным образом  $F_{Nq} \sim (q^2)^{-N+1}$ , так как предписывается правилами кваркового счета /21, 22/. В уравнении (8)  $F_c$  и  $F_a$  есть обычные зарядовый и квадрупольный формфакторы дейтрона.

$$F_c = F_{3q} \int_0^{\infty} (u^2 + w^2) j_0(qr/2) dr, \quad (11)$$

$$F_a = F_{3q} \int_0^{\infty} (2uw - w^2/\sqrt{2}) j_2(qr/2) dr. \quad (12)$$

Электрический формфактор нейтрона в (11), (12) мы положили равным нулю. Интерференционный формфактор

$$F_{int}^{e=0,2} = \langle \phi_n \phi_p \Psi^M | \sum_j e_j \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}_j) | \Psi_{6q} \rangle$$

возникает из-за перекрытия волновых функций  $NN$ - и  $6q$ -каналов /4, 14/.

Далее, рассмотрим вклад MOT в  $F_{MM'}$ , следуя работе /8/. Рассмотрим следующие диаграммы (рис. 1 и 2).

В области небольших передач импульса следует рассматривать еще и диаграммы перенормировки, отдачи, запаздывания /9, 10/, но нас интересует главным образом область больших  $q^2$ , где, по-видимому, доминируют диаграммы 1 и 2. Отметим также, что, как было показано в /8/, вкладами  $\rho NN$  и  $\omega NN$  диаграмм можно пренебречь.

В рамках  $S$  -матричного подхода в работе /8/ были получены выражения для оператора плотности заряда, соответствующие диаграммам 1 и 2, и затем вычислены поправки к зарядовому и квадрупольному формфакторам. При учете MOT зарядовый и квадрупольный формфакторы  $F_c$  и  $F_a$  (8) заменяются на



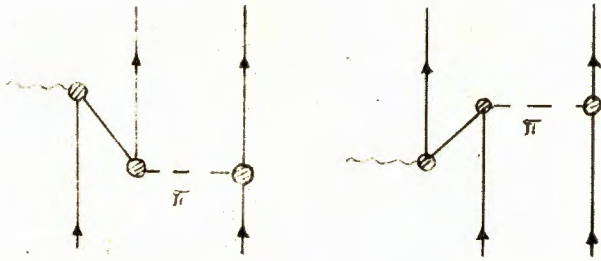


Рис. 1.

Вклад нуклон-антинуклонной пары. В заштрихованных вершинах учтены формфакторы.

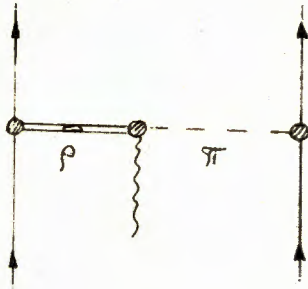


Рис. 2.

Вклад  $\rho\pi\gamma$ -процесса. Предполагается, что  $\rho$ -мезон имеет конечную ширину.

$$F_c(q^2) \Rightarrow F_c(q^2) + F_c^{\pi}(q^2) + F_c^{\rho\pi\gamma}(q^2), \quad (13)$$

$$F_a(q^2) \Rightarrow F_a(q^2) + F_a^{\pi}(q^2) + F_a^{\rho\pi\gamma}(q^2). \quad (14)$$

Выражения  $F_{c,a}^{\pi}$  и  $F_{c,a}^{\rho\pi\gamma}$  получены в работе /8/, в которой однако, содержатся опечатки в формулах для  $F_{c,a}^{\rho\pi\gamma}$ , поэтому мы здесь приведем  $F_{c,a}^{\rho\pi\gamma}$  в окончательном виде:

$$F_c^{\rho\pi\gamma}(q^2) = -\frac{C_{\rho\pi\gamma} K_{\rho\pi\gamma}(q^2) q^2}{3\pi^2} \int_0^{\infty} \kappa^3 \{ \kappa (J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma}) (I_{00}^0(\kappa) + I_{22}^0(\kappa)) + \frac{1}{2} [\kappa (J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma}) + \frac{9}{10} q (J_2^{\rho\pi\gamma} - J_4^{\rho\pi\gamma})] (-\sqrt{8} I_{20}^2(\kappa) + I_{22}^2(\kappa)) \} d\kappa, \quad (15)$$

$$F_a^{\rho\pi\gamma}(q^2) = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{C_{\rho\pi\gamma} K_{\rho\pi\gamma}(q^2)}{\pi^2} q^2 \int_0^{\infty} \kappa^3 \{ [q\kappa (J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma}) + \frac{18}{5} \kappa^2 (J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma})] (I_{00}^0(\kappa) + I_{22}^0(\kappa)/10) - \sqrt{2} [q\kappa (J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma}) - \frac{9}{15} (\kappa^2 + q^2/4) (J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma})] I_{20}^2(\kappa) - \frac{2}{5} [q\kappa [(J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma}) - \frac{81}{49} (J_2^{\rho\pi\gamma} - J_4^{\rho\pi\gamma})] - \frac{9}{14} (\kappa^2 + q^2/4) (J_2^{\rho\pi\gamma} - J_4^{\rho\pi\gamma})] I_{22}^2(\kappa) + \frac{162}{245} [q\kappa (J_2^{\rho\pi\gamma} - J_4^{\rho\pi\gamma}) - \frac{28}{5} \kappa^2 (J_2^{\rho\pi\gamma} - J_4^{\rho\pi\gamma}) + \frac{35}{18} q^2 (J_3^{\rho\pi\gamma} - J_5^{\rho\pi\gamma})] I_{22}^4(\kappa) \} d\kappa, \quad (16)$$

где

$$J_L^{\rho\pi\gamma} = \int_{-1}^1 P_L(x) \frac{K_{\rho NN}(\kappa^2 + q^2/4 - \kappa q x) K_{\pi NN}(\kappa^2 + q^2/4 + \kappa q x)}{[(\kappa^2 + q^2/4 - \kappa q x)^2 + m_\rho^2] [(\kappa^2 + q^2/4 + \kappa q x)^2 + m_\pi^2]} dx \quad (17)$$

$$\text{и } K_{\rho\pi\gamma}(q^2) = (1 + q^2/m_\rho^2)^{-1},$$

$$C_{\rho\pi\gamma} = -g_{\rho NN} g_{\pi NN} g_{\rho\pi\gamma} (1 + \alpha_V) / (4M^2 m_\rho^2), \quad g_{\rho NN} = 2,56, g_{\pi NN} = 13,5, \alpha_V = 3\pi/4,$$

$$I_{LL}^L = \int_0^{\infty} u_L(r) u_L'(r) j_L(\kappa r) dr; \quad (u_0 \equiv u(r), u_2 \equiv w(r)). \quad (18)$$

Отметим, что  $I_{LL}^L$  содержит  $\Delta$  и  $D$  - функции дейтрона, а  $J_L^{\rho\pi\gamma}$  - формфакторы мезон-нуклонных вершин  $K_{\pi NN}(q^2)$  и  $K_{\rho NN}(q^2)$  /34/:

$$K_\alpha(q^2) = \frac{\Lambda_{\alpha,\alpha}^2}{\Lambda_{\alpha,\alpha}^2 + q^2} \frac{\Lambda_{\alpha,\alpha}^4}{\Lambda_{\alpha,\alpha}^4 + q^4}, \quad (\alpha \equiv \pi NN, \rho NN), \quad (19)$$

где  $\Lambda_{1,\pi NN} = 0,99$  ГэВ/с,  $\Lambda_{2,\pi NN} = 2,58$  ГэВ/с и  $\Lambda_{1,\rho NN} = 0,77$  ГэВ/с,  $\Lambda_{2,\rho NN} = 2,58$  ГэВ/с. Такой выбор вершинных формфакторов обеспечивает монопольное поведение  $K_\alpha(q^2)$  при малых  $q^2$ , что обычно используется в низкоэнергетических реакциях, и  $(q^2)^{-3}$  - падение при больших  $q^2$ , в соответствии с правилами КХД. Отметим, что учет конечной ширины  $\rho$ -мезона проводился по рецепту работ /39/, т.е. менялся пропагатор в  $J_L^{\rho\pi\gamma}$  (17).

Таким образом, нами предполагается, что с вероятностью  $C_0^2$  дейтрон состоит из двух нуклонов, обменивающихся мезонами, и с вероятностью  $C_2^2$  дейтрон представляет собой шестикварковую систему, локализованную в области кора  $NN$ -сил и состоящую примерно на 80% из конфигураций со скрытым цветом /40/.



### 3. Результаты и обсуждения

Пренебрегая квадратом магнитного формфактора, который значительно меньше  $F_c^2 + F_a^2$  при малых  $q^2$  и  $F_{c_1^2}$  - при больших  $q^2$ , запишем структурную функцию  $A(q^2)$  в виде:

$$A(q^2) = G_c^2(q^2) + G_a^2(q^2). \quad (20)$$

Вес  $\lambda^c$  - конфигурации  $c_1^2$  будем определять из условия совпадения  $A(q^2)$  с экспериментальными данными при больших  $q^2$ ,  $c_1^2$  - из условия нормировки  $A(q^2=0) = 1$ .

Все численные расчеты выполнялись с парижской волновой функцией дейтрона /41/. Расчеты с волновой функцией Рейда /42/ приводят к аналогичным результатам.

На рис. 3-6 показаны вклады MOT в  $F_c$ ,  $F_a$ . Видно (рис. 3), что вклад парного тока  $\pi NN$  (кривая 1) преобладает до  $q^2 \approx 60 \text{ фм}^{-2}$ , затем вплоть до  $q^2 \approx 150 \text{ фм}^{-2}$  основной вклад дает  $\rho\pi\gamma$  - процесс (кривые 2,3), а далее вклады  $\pi NN$  и  $\rho\pi\gamma$  взаимно компенсируют друг друга. Учет ширины  $\rho$ -мезона ( $\Gamma_\rho = 154 \text{ МэВ}$ ) приводит к уменьшению  $F_c^{\rho\pi\gamma}$  примерно на 60%, начиная с  $q^2 \approx 75 \text{ фм}^{-2}$ , и нарушает взаимную компенсацию  $F_c^{\pi NN}$  и  $F_c^{\rho\pi\gamma}$  при  $q^2 \geq 130 \text{ фм}^{-2}$ . В этой области переданных импульсов  $F_c^{\pi NN} + F_c^{\rho\pi\gamma}$  становится положительным. Вклад шестикварковой конфигурации (при выборе  $c_1^2 = 7\%$ ) преобладает над вкладом MOT во всей области переданных импульсов.

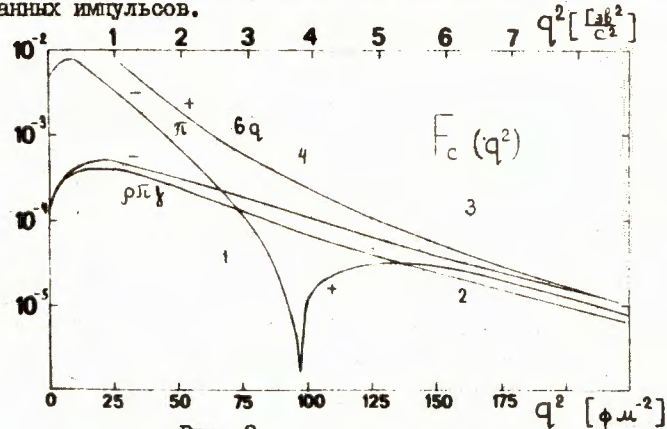


Рис. 3.

Вклады MOT в зарядный формфактор дейтрона. Кривая 1 - вклад парного тока. Кривая 2 -  $\rho\pi\gamma$ -процесса с учетом ширины  $\rho$ -мезона, кривая 3 - без учета ширины  $\rho$ -мезона. Кривая 4 - вклад шестикварковой компоненты  $c_1^2 F_{c_1^2}$  ( $c_1^2 = 0,07$ ).

Для дальнейшего анализа поляризации дейтрона важным обстоятельством является наличие нуля в  $F_c(q^2)$ . На рис. 4 видно, что учет MOT сдвигает нуль функции  $F_c(q^2)$  в сторону меньших  $q^2$ . Учет же шестикварковой примеси приводит к тому, что  $F_c$  либо не имеет нуля, либо этот нуль сдвигается в область значительно больших  $q^2$  (в зависимости от выбора  $c_1^2$ ).

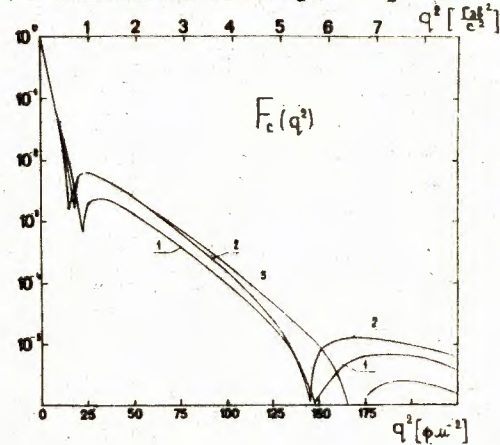


Рис. 4.

Зарядный формфактор дейтрона. Кривая 1 - импульсное приближение (ИП); Кривая 2 - ИП с включением MOT ( $\Gamma_\rho = 154 \text{ МэВ}$ ); Кривая 3 - ИП с включением MOT ( $\Gamma_\rho = 0$ ).

Далее, как видно из рис. 5, поведение вкладов  $F_a^{\pi NN}$ ,  $F_a^{\rho\pi\gamma}$  в квадрупольный формфактор дейтрона аналогично поведению  $F_c^{\pi NN}$ ,  $F_c^{\rho\pi\gamma}$ . Так, вклад  $\pi NN$  диаграмм в  $F_a$  доминирует при переданных импульсах  $q^2 < 50 \text{ фм}^{-2}$  (кривые 1 и 3) по сравнению с  $\rho\pi\gamma$ - вкладом (без учета ширины  $\rho$ -мезона). В области  $50 < q^2 < 120 \text{ фм}^{-2}$  основным является  $F_a^{\rho\pi\gamma}$  - формфактор, который при больших  $q^2$

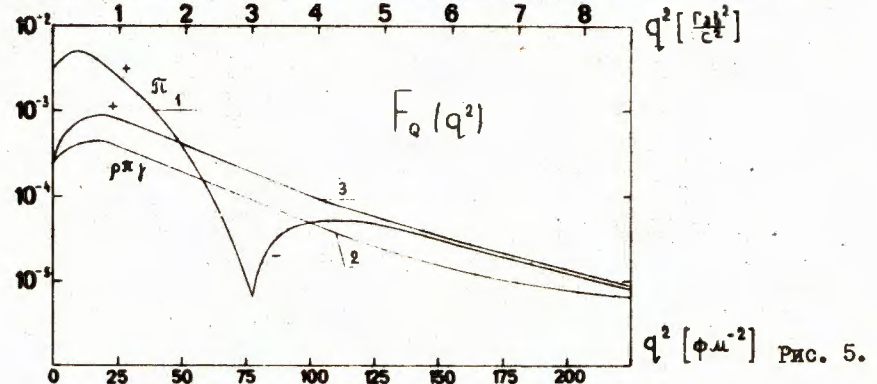


Рис. 5.

Вклады MOT в квадрупольный формфактор дейтрона. Кривая 1 - вклад парного тока. Кривая 2 - вклад  $\rho\pi\gamma$ -процесса с учетом ширины  $\rho$ -мезона, кривая 3 - без учета ширины  $\rho$ -мезона.



практически полностью компенсирует  $F_a^{\rho}$ . Учет ширины  $\rho$ -мезона приводит к уменьшению  $\rho$ -вклада, который тогда будет основным при  $60 < q^2 < 100 \text{ фм}^{-2}$ , нарушая взаимную компенсацию  $F_a^{\rho}$  и  $F_a^{\rho} \gamma$  при больших  $q^2$  (кривые 1 и 2).

Из сравнения кривых 2 и 3 на рис. 4 видно, что в области больших  $q^2 > 125 \text{ фм}^{-2}$  учет ширины  $\rho$ -мезона приводит к значительному увеличению  $F_c$ . А при  $25 \text{ фм}^{-2} < q^2 < 125 \text{ фм}^{-2}$  учет MOT приводит к уменьшению (увеличению)  $F_a$  ( $F_2$ ) по сравнению с нерелятивистским расчетом (рис. 4,6). Таким образом, анализ рисунков 3-6 показывает сильную зависимость вкладов MOT от выбора мезонных вершин, учета ширины  $\rho$ -мезона  $\Gamma_\rho$  (см. также /8/).

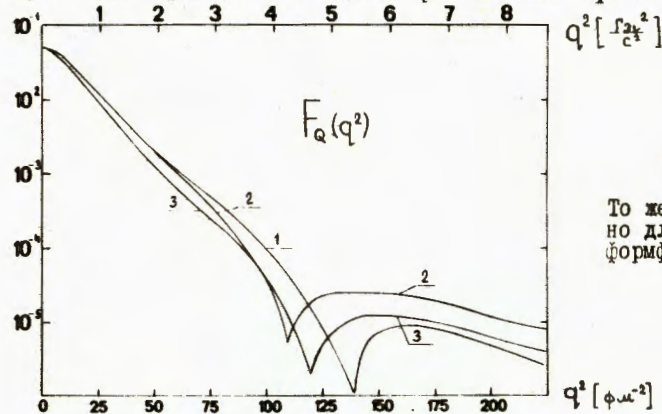


Рис.6.

То же, что и на рис.4, но для квадрупольного формфактора дейтрона.

На рис. 7 приведено сравнение с экспериментальными данными структурной функции  $A(q^2)$ , вычисленной с парижской волновой функцией дейтрона в импульсном приближении (кривая 1), с учетом MOT (кривая 2,  $\Gamma_\rho = 0$  и кривая 3,  $\Gamma_\rho = 154 \text{ МэВ}$ ), а также с учетом  $6q$ -примеси ( $c_7^2 = 7\%$ ). Видно, что учет только MOT не позволяет описать  $A(q^2)$ , тогда как включение шестикварковой примеси приводит к удовлетворительному согласию с экспериментом в области больших  $q^2$ , в которой вклад  $6q$ -компоненты доминирует. Это означает, что MOT играют важную роль в области  $q^2 < 100 \text{ фм}^{-2}$ . Отметим, что вычисление вкладов MOT (уравнения (13)-(19) правомерно, в среднем, до  $q^2 \sim (2M)^{2/8}$  (далее оценки приближений провести трудно).

Наблюдаемое превращение  $A(q^2)$ , вычисленной с учетом MOT (рис. 7, кривые 2,3), над экспериментальными данными в области  $q^2 < 75 \text{ фм}^{-2}$  указывает на необходимость также учета других диаграмм /9/. Учет вклада этих диаграмм, проводившийся в /9/, приводит к улучшению согласия с экспериментом за счет диаграмм отдачи и перенормировки. Здесь требуется дальнейшее исследование.

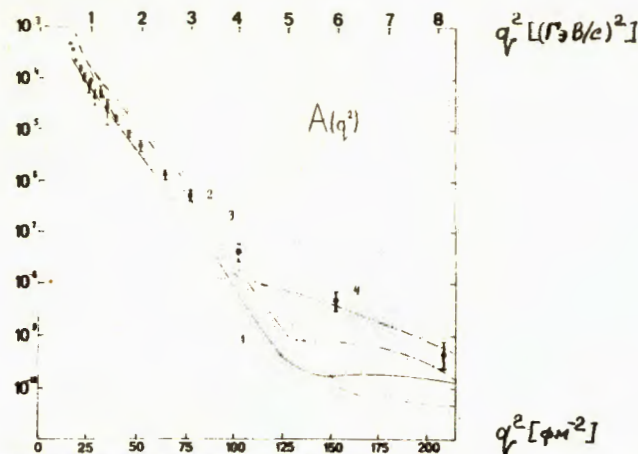


Рис. 7. Структурная функция  $A(q^2)$ :

- 1 - импульсное приближение с парижской волновой функцией /41/ (ИП);
- 2 - ИП с включением MOT ( $\Gamma_\rho = 0$ );
- 3 - ИП с включением MOT ( $\Gamma_\rho = 154 \text{ МэВ}$ );
- 4 - то же, что и 3, но с учетом  $6q$ -примеси с вероятностью  $c_7^2 = 7\%$ .

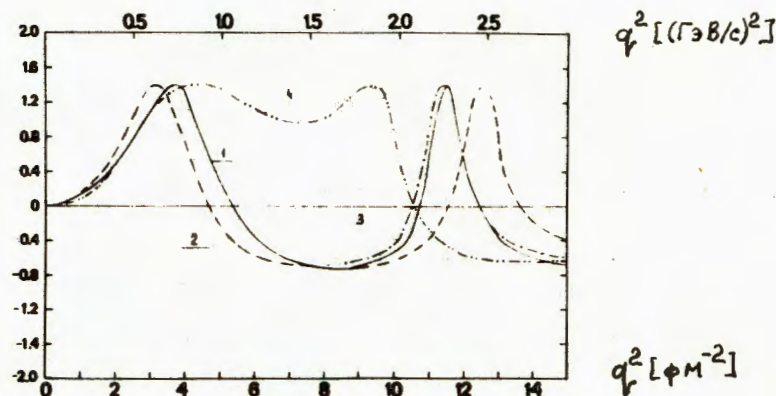


Рис. 8.

То же, что и на рис. 7, но для компоненты тензора поляризации  $T_{20}$ .



Далее рассмотрим влияние MOT и кварковой структуры на тензор поляризации дейтрона (более подробно см. работы /5,14/):

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1+x)/(1+x^2/3), \quad (21)$$

$$x = 2\sqrt{2} G_e / G_a. \quad (22)$$

На рис. 8 демонстрируются эти эффекты. Так, учет только MOT приводит к сдвигу нуля  $T_{20}$  примерно на  $0,6 \text{ фм}^{-1}$  (кривые 1 и 2,3). Включение же кварковых эффектов качественно меняет поведение  $T_{20}$  при  $4 \text{ фм}^{-1} < q < 10 \text{ фм}^{-1}$ . Следует также отметить, что учет ширины  $\rho$  -мезона (рис. 2) практически не меняет поведения  $T_{20}$  (кривые 1 и 3).

#### Заключение

Исследование мезонных обменных токов и кварковой структуры дейтрона, проведенное в данной работе, позволяет сделать следующие выводы:

а) Учет только  $\bar{N}NN$  и  $\rho\bar{N}N$  - диаграмм приводит к завышенным значениям структурной функции дейтрона  $A(q^2)$  при  $q^2 < 75 \text{ фм}^{-2}$ , поэтому необходим учет диаграмм отдачи и перенормировки. Объяснение эксперимента во всей области  $q^2$  только за счет MOT не достигается.

б) Включение шестикварковой примеси с вероятностью 7% позволяет описать  $A(q^2)$  при больших переданных импульсах.

в) Поведение тензора поляризации дейтрона  $T_{20}$  оказывается весьма "чувствительным" к  $6q$ -примеси.

г) Если вклады MOT и  $6q$ -примеси в  $A(q^2)$  конкурируют при переданных импульсах  $q^2 < 100 \text{ фм}^{-2}$ , то вклад  $6q$ -примеси в  $T_{20}$  является определяющим при тех же передачах. Таким образом, планируемые /35-37/ измерения  $T_{20}$  позволят выделить шестикварковую компоненту в волновой функции дейтрона.

Авторы благодарят за постоянный интерес к работе и полезные дискуссии В.К. Лукьянова и В.А. Николаева.

#### Литература

1. Arnold R.G. et al. Phys. Rev. Lett., 1973, 35, p. 776.
2. Arnold R.G. et al., Contributed paper at the 9th Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Versailles, France, 1981, p. 94.
3. Arnold R.G., Carlson C.E., Gross F. Phys. Rev., 1981, C23, p. 363.
4. Burov V.V. et al., Z. Phys., 1982, A306, p. 149.  
Burov V.V., Dorkin S.M., Dostovalov V.N., Z. Phys., 1984, A315, p. 205.
5. Буров В.В. и др. ЯФ, 1978, 28, с. 321.
6. Музафаров В.М., Троицкий В.Е., Трубников С.В. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. III2.
7. Chemtob M., Rho M. Nucl. Phys., 1971, A163, p. 1.  
Иванов Е.А., Труглик Е. ЭЧАЯ, 1981, 12, с. 492.
8. Gari M., Nyuga H. Nucl. Phys., 1976, A264, p. 409.
9. Gari M., Nyuga H. Nucl. Phys., 1977, A278, p. 372.
10. Gari M., Nyuga H. Z. Phys., 1976, A277, p. 291.
11. Кобушкин А.П. ЯФ, 1978, 28, с. 495; Кобушкин А.П., Шелест В.П. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. II46.
12. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K., Prog. Theor. Phys., 1979, 61, p. 559.
13. Обуховский И.Т., Ткаля Е.В. ЯФ, 1982, 35, с. 288.
14. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1984, 15, с. I249.
15. Simonov Yu.A., Phys. Lett., 1981, 107B, p. 1;  
Grach I.L., Kondratyuk L.A. Preprint ITF-59, 1983, M.
16. Belyantsev I.I. et al., J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1982, 9, p. 871.
17. Sick I. Lecture Notes in Phys., 1978, 86, p. 300.
18. Ciofi C. degli Atti Prog. in Part. and Nucl. Phys., 1980, 3, p. 163.
19. Arnold R.G. et al. in: AIP Conf. Proc. No. 26, High-Energy Phys. and Nucl. Struct., 1975, p. 373.
20. Полоскоков С.В. и др. ОИЯИ, P2-10142, Дубна, 1976.
21. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cimento, 1973, 7, p. 719.
22. Brodsky S., Farrar G. Phys. Rev. Lett., 1973, 31, p. II53.;  
Phys. Rev., 1975, D11, p. 1309.



23. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 429.
24. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, 13, с. 614.
25. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, 42, с. 38.
26. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 815.
27. Неудачин В.Г., Обуховский И.Т., Смирнов Ю.Ф., ЭЧАЯ, 1984, 15, с. 1165.
28. Балдин А.И. Краткие сообщения по физике, 1971, 1, с. 35.
29. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 949.
30. Лексин Г.А. - В кн.: Труды XIII межд. конф. по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976, ОИЯИ, Д1, 2-10400, Дубна, 1977, т. 1, А6-3.
31. Pirner H.J., Vary J.P. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p. 1376.
32. VII межд. семинар по проблемам физики высоких энергий, 1984, ОИЯИ Д1, 2-84-599, Дубна.
33. Review of Part. Prop., Phys. Lett., 1982, IIIB.
34. Gari M., Kaulfuss U., Phys. Lett., 1984, 136B, p. 139.
35. Schülze M.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, p. 597.
36. Gross F., Preprints CEBAF 85-2,3,4, CEBAF, Newport News, Virginia, 1985.
37. Whitney R.R., Preprint CEBAF 85-1, CEBAF, Newport News, Virginia, 1985.
38. Markov M.A., J. Phys., USSR, 1940, 3, p. 452.  
Yukawa M., Phys. Rev., 1950, 77, p. 219.  
Feynman R.P., Kislinger M., Ravndal F., Phys. Rev., 1971, D3, p. 2706.
39. Frazer W.P., Fulco J.R. Phys. Rev., 1960, 117, p. 1609.  
Gounaris G.J., Sakurai J.J. Phys. Rev. Lett., 1968, 21, p. 244.
40. Matveev V.A., Sorba P., Nuovo Cimento Lett., 1977, 20, p. 145.
41. Lacombe M. et al., Phys. Rev., 1980, C21, p. 861.
42. Reid R.V. Jr. Ann. Phys., 1968, 50, p. 411.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1985 года.

Буров В.В., Достовалов В.Н.

P2-85-928

Проявление обменных мезонных токов и кварковой структуры дейтрона  
в упругом  $eD$ -рассеянии

Исследован формфактор упругого  $eD$ -рассеяния с учетом мезонных обменных токов и кварковой структуры дейтрона. Показано, что вклад мезонных обменных токов при выборе сильных  $nNN$ - и  $\rho\pi\pi$ -вершин по правилам квантовой хромодинамики сильно подавлен в области больших переданных импульсов и не в состоянии объяснить экспериментальные данные. Сделан вывод о необходимости также учета диаграмм запаздывания. Добавление шестикварковых примесей с вероятностью 7% в волновую функцию дейтрона позволяет получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. При этом оказывается, что поведение тензора поляризации дейтрона определяется в основном кварковыми эффектами.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Burov V.V., Dostovalov V.N.

P2-85-928

Effects of Meson Exchange Currents and of Deuteron Quark Structure  
in Elastic  $eD$ -Scattering

The form factor of elastic  $eD$ -scattering is studied with taking account of the meson exchange currents and quark structure of the deuteron. It is shown that if the strong  $nNN$ - and  $\rho\pi\pi$ -vertices are chosen by the rules of quantum chromodynamics, the contribution of meson exchange currents is highly suppressed at large momenta transferred and cannot explain experimental data. It is also concluded that retardation diagrams are to be taken into consideration. Insertion of six-quark admixtures, with probability 7%, into the deuteron wave function results in satisfactory agreement with experimental data. The behaviour of the deuteron polarization tensor is essentially determined by quark effects.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985