объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-86-163

В.В.Буров, В.Н.Достовалов*

ФОРМФАКТОРЫ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ В УПРУГОМ eD-РАССЕЯНИИ С УЧЕТОМ МЕЗОННЫХ И КВАРКОВЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ В ДЕЙТРОНЕ

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik"

*Дальневосточный государственный университет, Владивосток

1986

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)^2, 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 $q^2 >$ $>$I(ГэВ/с)^2 теоретические расчеты дают заниженные значения $A(q^2)$, отличающиеся от экспериментальных данных на порядок и более при $q^2>6$ (ГэВ/с)^2 (см., например, работы [3-7]). В этой связи были развиты подходы, учитывающие релятивистские эффекты [3,7], мезонные обменные токи [8-II], кварковую структуру дейтрона [4,5,I2-I6], электрический формфактор нейтрона [3,7,I7] и др. (см., например, [I8,I9]). Суть учета релятивистских эффектов сводится, в основном, к двум пунктам. Это введение релятивистской кинематики и построение (либо расчет) соответствующей волновой функции и, второй - 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 $A(q^2)$, увеличивая тем самым расхождение с экспериментом. В другой работе [7] такой учет привел к положительным поправкам, но они опять оказались малыми в области $q^2 \leq 8$ (ГэВ/с)^2, так что не смогли объяснить имеющиеся данные эксперимента. Если не ставить пока вопроса об учете мезообменных токов, то следует отметить попытку объяснить эксперимент [3,7,I7] за счет введения феноменологического электрического формфактора нейтрона. В работах [5,I2,20] было отмечено, что поведение $A(q^2)$ в области больших переданных импульсов соответствует правилам кваркового счета [2I,22], что вместе с предположением о существовании в ядрах мультикварковых систем (см., например, работы [23-27]), вызвало ряд довольно успешных попыток объяснения $A(q^2)$ [4-6,I2-I6]. Вероятность существования в дейтроне шестикварковой примеси в этих работах получается в пределах (2÷I2) %. Это согласуется с данными анализа кумулятивных [23,28-30], глубоконеупругих [3I] и других процессов (см., например, [32]).

В работах [8-II] наиболее полно были исследованы изоскалярные обменные мезонные токи и было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Однако эти результаты оказались весьма чувствительными 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 /9/, то это должно вызвать изменение вкладов МОТ в $A(q^2)$. Это и было продемонстрировано в работе /35/, где учитывался вклад πNN- и $\rho\pi\gamma$- -диаграмм, который привел к завышенным значениям $A(q^2)$ при $q^2 < 75$ фм$^{-2}$ и заниженным при больших q^2. В связи с этим была подчеркнута необходимость учета диаграмм отдачи и перенормировки (эффект запаздывания) /10/. В работе /36/ наряду с πNN- и $\rho\pi\gamma$ - вкладами рассматривался эффект запаздывания и было показано, что учет всех вкладов МОТ приводит к согласию с $A(q^2)$ при $q^2 < 75$ фм$^{-2}$. Однако в области $q^2 > 75$ фм^2 расчеты дают заниженные значения $A(q^2)$, что приводит к необходимости учета кварковых степеней свободы /35,36/.

Цель настоящей работы состоит в последовательном учете вклада мезонных обменных токов и шестикварковой примеси в зарядовый, квадрупольный формфакторы, структурную функцию $A(q^2)$ и тензор поляризации дейтрона T_{20}. Последний особенно интересен тем, что планируется его дальнейшее экспериментальное изучение /37-39/.

I. Модель

Волновую функцию дейтрона с учетом его кварковой структуры естественно представить в виде /4-6,12-15/:

$$\Psi_d^M = c_1 \hat{A}\left(\phi_n \phi_p \psi^M\right) + \sum_\lambda c_\lambda \Psi_\lambda . \qquad (1)$$

Здесь в первом слагаемом функция относительного движения ψ^M (M - проекция спина дейтрона) трехкварковых кластеров (нуклонов) ϕ_n, ϕ_p определяется нуклон-нуклонными силами, так что кварки распределены в области локализации нуклонов ($r_N \sim 0{,}8$ фм), находящихся на расстоянии $r \approx r_d = 2$ фм. Второй член определяется шестикварковыми конфигурациями с квантовыми числами дейтрона. Они локализованы в центральной области дейтрона с размерами порядка кора NN - сил $r \sim r_c \sim 1$ фм. В дальнейшем мы будем рассматривать

простейшую s^6 - конфигурацию, т.е. в сумме по λ оставим только один член. Оценки вклада высших конфигураций в формфактор и поляризацию дейтрона даны в работе /5/. $\hat{A}$ - оператор антисимметризации по кваркам, принадлежащим разным нуклонам. В работах /4,14/ 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 кваркам, 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

$$\Psi_d^M = c_1 \phi_n \phi_p \psi^M + c_2 \Psi_{6q} , \qquad (2)$$

где функции ϕ_n, ϕ_p симметричны по пространственным переменным $3q$ - кластеров и антисимметричны по цветовым:

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

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

$$\psi^M = \frac{u(r)}{\sqrt{4\pi}\, r}\chi_M + \frac{w(r)}{r}\sum_{\mu m_\ell}(2 m_\ell 1 \mu | 1 M)\, Y_{2 m_\ell}(\hat{r})\chi_\mu , \qquad (4)$$

где

$$\chi_\mu = \sum_{\sigma_1\sigma_2\tau_1\tau_2}(1/2\,\sigma_1\, 1/2\,\sigma_2 | 1\mu)(1/2\,\tau_1\, 1/2\,\tau_2 | 00)\,\varphi_{\sigma_1\tau_1}\varphi_{\sigma_2\tau_2} , \qquad (5)$$

$\varphi_{\sigma\tau}$ - спин-изоспиновая функция нуклона.

Волновую функцию Ψ_{6q} берем согласно модели релятивистского гармонического осциллятора (МРГО) для N кварков, а именно /13,40/:

$$\Psi_{Nq}(\xi_1,\ldots\xi_{N-1},P) = \left(\frac{\alpha_N}{\pi N}\right)^{N-1}\exp\left\{\frac{\alpha_N}{2N}\sum_{i=1}^{N-1}\left(\xi_i^2 - 2\frac{(P\xi_i)^2}{M_{Nq}^2}\right)\right\} , \qquad (6)$$

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

Электрический формфактор дейтрона определим следующим образом:

$$F_{MM'} = \langle \Psi_d^M | \sum_j e_j \exp(i\vec{q}\vec{r}_j) | \Psi_d^{M'} \rangle , \qquad (7)$$

где e_j и r_j – заряд и координата j – го кварка соответственно. Окончательное выражение для формфактора дейтрона после ряда преобразований на основе выражений (I)-(7) приобретает следующий вид /4,5,I5/:

$$F_{MM'} = (c_1^2 G_c + 2c_1c_2 F_{int}^{\ell=0} + c_2^2 F_{6q})\,\delta_{MM'} + (c_1^2 G_Q + 2c_1c_2 F_{int}^{\ell=2})\, S_{MM'} \equiv F_c\,\delta_{MM'} + F_Q\, S_{MM'}, \qquad (8)$$

где

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

Формфактор N – кварковой системы в МРГО был получен в работе /I3/:

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

Здесь параметрами задачи являются $\alpha_N = N^{3/2}\varkappa$ ($\varkappa$ – осцилляторный параметр) и масса $\mathcal{M}^2_{Nq}$. Так, для формфактора протона F_{3q} (N = 3) в работе /I3/ получены значения параметров $\alpha_3 \approx 0{,}5$ (ГэВ/с)^2 и $\mathcal{M}_{3q} \simeq$ I ГэВ. Тогда для формфактора шестикварковой системы F_{6q} (N = 6) $\alpha_6 = 2\sqrt{2}\,\alpha_3 \approx$ I,4 (ГэВ/с)^2 ($\mathcal{M}_{6q}$ – свободный параметр). Отметим, что в пределе $q^2 \gg \mathcal{M}^2_{Nq}$ 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 /2I,22/. В уравнении (8) $G_c = F_c^{imp}$ и $G_Q = F_Q^{imp}$ есть обычные зарядовый и квадрупольный формфакторы дейтрона:

$$F_c^{imp} = F_{3q} \int_0^\infty (u^2+w^2)\, j_0(qr/2)\, dr ,$$
$$F_Q^{imp} = F_{3q} \int_0^\infty (2uw - w^2/\sqrt{2})\, j_2(qr/2)\, dr . \qquad (11)$$

Электрический формфактор нейтрона в (II) мы положили равным нулю. Интерференционный формфактор

$$F_{int}^{\ell=0,2} = \langle \phi_n\phi_p\, \Psi^M(\ell=0,2) | \sum_j e_j \exp(i\vec{q}\vec{r}_j) | \Psi_{6q} \rangle \qquad (12)$$

возникает из-за перекрытия волновых функций NN– и $6q$ – каналов /4,5,I5/.

Далее рассмотрим вклад МОТ в $F_{MM'}$, следуя работам /8-II,35,36/. Рассмотрим следующие диаграммы (рис. I-3).

Хотя общепринятой считается классификация мезонных обменных токов, проведенная в работе /8/, заметим, что фактически вклад πNN–диаграммы (рис. I) является релятивистской поправкой к волновой функции дейтрона. Далее мы будем учитывать в диаграммах парного тока, отдачи и перенормировки обмен только π –мезоном, так как вклады, связанные с обменом более тяжелыми ρ–, ω –мезонами, как показано в работе /9/, пренебрежимо малы. Взаимодействие γ–кванта с мезоном, которым обмениваются нуклоны, определяет вклад $\rho\pi\gamma$ – процесса (рис. 2). Другие диаграммы, когда электрон рассеивается на промежуточном мезоне, вклада в упругое рассеяние не дают, так как связаны с изовекторными токами. Диаграммы перенормировки позволяют исключить двойной учет, связанный с обменом мезонами в волновой функции дейтрона и в поправке к оператору зарядовой плотности /I0,II/.

В рамках S – матричного подхода в работах /9,I0/ были получены выражения для оператора плотности заряда, соответствующие диаграммам I ÷ 3 , и затем вычислены поправки к зарядовому и квадрупольному формфакторам. При учете МОТ зарядовый и квадрупольный формфакторы G_c и G_Q (8) заменяются на

$$G_{c,Q}(q^2) = F^{imp}_{c,Q}(q^2) + F^{\pi NN}_{c,Q}(q^2) + F^{\rho\pi\gamma}_{c,Q}(q^2) + F^{ret}_{c,Q}(q^2). \qquad (13)$$

Выражения $F^{\pi NN}_{c,Q}$, $F^{\rho\pi\gamma}_{c,Q}$ приведены в работах /9,35/, $F^{ret}_{c,Q}$ – в /I0,36/. Здесь отметим основные моменты вычислений.

Для диаграмм I ÷ 3 необходимо определить вершинные формфакторы. Так, изоскалярная часть электромагнитного γNN–формфактора параметризуется следующим образом /9/:

$$\langle N(p')| J_\mu^N | N(p)\rangle = ie\, \bar{u}(p')\{ \tfrac{1}{2} F_1^S(t)\gamma_\mu - \tfrac{1}{4M} F_2^S(t)\, \sigma_{\mu\nu}(p'-p)_\nu \}\, u(p) , \qquad (14)$$

где $t = (p'-p)^2$, $\sigma_{\mu\nu} = [\gamma_\mu\gamma_\nu]/2i$, $u(p)$-нуклонный спинор. Возможна другая параметризация γNN - вершины, связанная с измеряемыми в эксперименте саксовскими электрическим и магнитным формфакторами нуклона:

$$G_E^S = F_1^S - \frac{t}{4M^2} F_2^S , \qquad (I5)$$

$$G_M^S = F_1^S + F_2^S . \qquad (I6)$$

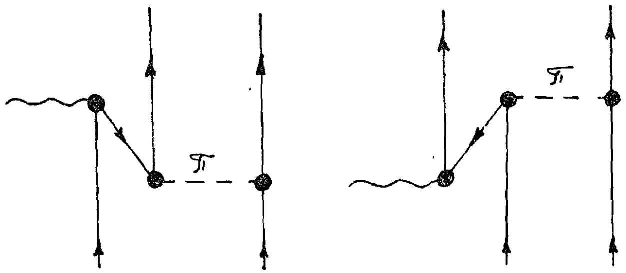

Рис. I

Диаграммы парного тока.

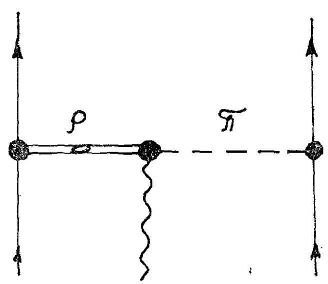

Рис. 2

Диаграмма $\rho\pi\gamma$ -процесса. Ширина ρ-мезона Γ_ρ = I54 МэВ.

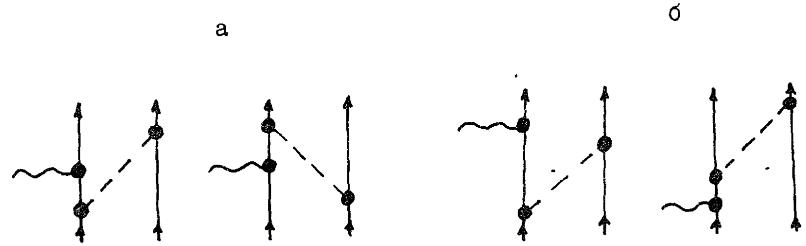

Рис. 3

Диаграммы отдачи (а) и перенормировки волновой функции (б).

Электрический формфактор нейтрона всюду будем полагать равным нулю. Электрический и магнитный формфакторы (I5) и (I6) определим из модели релятивистского гармонического осциллятора (I0).

Сильные вершинные формфакторы имеют следующий вид (см., например, [8,9]) для

а) πNN - вершины:

$$\langle N(p')| J^{\pi\ell} |N(p)\rangle = -i g_{\pi NN} K_{\pi NN}(t)\, \bar{u}(p')\, \tau^\ell \gamma_5\, u(p), \qquad (I7)$$

б) ρNN - вершины:

$$\langle N(p')| J^{\rho\ell}_\mu |N(p)\rangle = i g_{\rho NN} K_{\rho NN}(t)\, \bar{u}(p)\, \tau^\ell [\gamma_\mu - \frac{\varkappa_V}{2M}\sigma_{\mu\nu}(p'-p)_\nu] u(p), \qquad (I8)$$

где $g_{\pi NN}$ = I3,5, $g_{\rho NN}$ = 2,56, $\varkappa_V$ = 3,7I.

Мезон-нуклонные формфакторы $K_{\pi NN}(t)$ и $K_{\rho NN}(t)$, в отличие от работы [9], будем выбирать так, чтобы в области небольших передач импульса они имели обычное монопольное поведение (модель векторной доминантности), а в пределе больших переданных импульсов убывали как t^{-3}, что предписывается правилами квантовой хромодинамики. В работе [34] была предложена параметризация $K_{\pi NN}$ и $K_{\rho NN}$, удовлетворяющая этим требованиям:

$$K_\alpha(t) = \frac{\Lambda_{1\alpha}^2}{\Lambda_{1\alpha}^2 + t}\,\frac{\Lambda_{2\alpha}^4}{\Lambda_{2\alpha}^4 + t^2} \quad (\alpha = \pi NN, \rho NN), \qquad (I9)$$

здесь параметры $\Lambda_{1\pi NN}$ = 0,99 ГэВ/с, $\Lambda_{2\pi NN}$ = 2,58 ГэВ/с, $\Lambda_{1\rho NN}$ = 0,77 ГэВ/с, $\Lambda_{2\rho NN}$ = 2,58 ГэВ/с извлекались из анализа нуклонных формфакторов. Электромагнитная вершина $\rho\pi\gamma$ имеет вид /9/:

$$\langle \pi^m(p')|J_\lambda|\rho^\ell_\mu(p)\rangle = ie\,(g_{\rho\pi\gamma}/m_\rho)\,K_{\rho\pi\gamma}(t)\times \varepsilon_{\lambda\nu\sigma\mu}\,p'_\nu(p'-p)_\sigma\,\delta^{m\ell}, \tag{20}$$

где m_ρ = 765 МэВ, константа $g_{\rho\pi\gamma}$ определяется из радиационного распада $\rho\to\pi+\gamma$ и равна $g_{\rho\pi\gamma}$ = 0,52 /33/. И, наконец, формфактор $K_{\rho\pi\gamma}$ определяется в модели векторной доминантности /9/:

$$K_{\rho\pi\gamma}(t) = 1/(1+t/m_\omega^2), \quad m_\omega = 784 \text{ МэВ}. \tag{21}$$

Определив вершинные формфакторы, изложим схему расчета вклада МОТ в (13). Для рассматриваемых диаграмм I ÷ 3 необходимо сделать нерелятивистское приближение, так как в дальнейшем будем использовать нерелятивистские волновые функции дейтрона (4). Из S-матрицы выделим дейтронный ток J_μ:

$$S-1 = \frac{i}{(2\pi)^2}\,\delta^4(p_1'+p_2'-p_1-p_2-q)\,A_\mu(q)\,J_\mu. \tag{22}$$

Здесь $A_\mu(q)$ – фотонное поле с импульсом q.

Для описания двухчастичных токов удобно ввести новые переменные (см. рис. 4):

$$\vec K_1 = \vec p_1{}' - \vec p_1, \quad \vec K_2 = \vec p_2{}' - \vec p_2, \quad \vec K = \vec K_2 - \vec K_1. \tag{23}$$

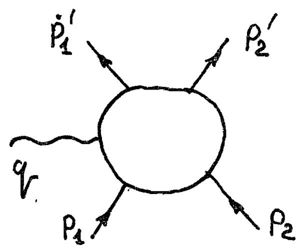

Рис. 4
Кинематика двухчастичных токов.

Тогда ток в координатном пространстве в точке $\vec x$ определяется как

$$J_\mu(\vec x) = \frac{1}{(2\pi)^6}\int d\vec K_1 d\vec K_2\,\delta(\vec K_1+\vec K_2-\vec q)\exp(i(\vec K_1\vec r_1+\vec K_2\vec r_2-\vec q\vec x))\,J_\mu, \tag{24}$$

r_1, r_2 – радиус-векторы нуклонов. Переходя в систему центра масс дейтрона $\vec R=(\vec r_1+\vec r_2)/2$, $\vec r=\vec r_1-\vec r_2$, можно получить

$$J_\mu(\vec x) = \frac{1}{(2\pi)^6}\int d\vec q\, d\vec K \exp(i\vec q(\vec R-\vec x) - i\vec K\vec r)\, J_\mu(\vec K,\vec q). \tag{25}$$

Нулевая компонента полного тока $J_0(\vec x)=\rho_T(\vec x)$ входит в определение кулоновского оператора:

$$M_{JM} = \frac{1}{e}\int j_J(qx)\, Y_{JM}(\hat x)\,\rho_T(\vec x)\,d\vec x. \tag{26}$$

Зная $\rho_T(\vec x)$, можно вычислить соответствующие поправки к зарядовому F_C^{imp} и квадрупольному F_Q^{imp} формфакторам дейтрона:

$$F_C^X(q^2) = \sqrt{4\pi}\,\langle 11|M_{00}|11\rangle, \tag{27}$$

$$F_Q^X(q^2) = 2\sqrt{10\pi}\,\langle 11|M_{20}|11\rangle. \tag{28}$$

Здесь $|11\rangle=\Psi^1$ – волновая функция дейтрона (4), $X\equiv\pi NN$, $\rho\pi\gamma$, ret. Переходя в импульсное пространство для M_{JM}, получим

$$M_{JM} = \frac{(-1)^J}{2(2\pi)^4}\,\frac{1}{e}\int d\vec K\, d\Omega_q \exp(i\vec K\vec r)\, Y_{JM}(\Omega_q)\,\rho(\vec K,\vec q). \tag{29}$$

Далее выделим в $\rho(\vec K,\vec q)$ спиновые переменные:

$$\rho(\vec K,\vec q) = \sum_{\lambda=0}^{2}[[\vec\sigma(1)\otimes\vec\sigma(2)]_\lambda\otimes\rho_\lambda(\vec K,\vec q)]_0\,\vec\tau(1)\cdot\vec\tau(2), \tag{30}$$

здесь $\vec\sigma(1),\vec\sigma(2)$ ($\vec\tau(1),\vec\tau(2)$) – спиновые (изоспиновые) матрицы Паули. Отметим, что везде мы следуем книге /41/. Подставив (30) в (29) и сделав пересвязку моментов, получим /9/

$$M_{JM} = \frac{1}{(2\pi)^3}\sum_{\substack{\ell\lambda\\ J_1J_2J_3}}(i)^{J+\ell}(-1)^{J_1+J_3}\,\frac{\hat J_1\hat J_2\hat J_3}{\hat\lambda\,\hat J}\begin{Bmatrix}\lambda & \ell & J_1\\ J & J_3 & J_2\end{Bmatrix}\times \int dK\,K^2\,[O^{J_1}_{(\lambda\ell)}\otimes\mathcal{M}^{(J_2\lambda)J_3}_{(J\ell)}]_{JM}, \tag{31}$$

где

$$O^{J_1}_{(\lambda\ell)} = \vec\tau(1)\vec\tau(2)\,j_\ell(Kr)\,[[\vec\sigma(1)\otimes\vec\sigma(2)]_\lambda\otimes Y_\ell(\Omega_r)]_{J_1}, \tag{32}$$

$$\mathcal{M}^{(J_2\lambda)J_3}_{(J\ell)} = \frac{1}{e}\int d\Omega_K\, d\Omega_q\,[[Y_J(\Omega_q)\otimes Y_\ell(\Omega_K)]_{J_2}\otimes\rho_\lambda]_{J_3}. \tag{33}$$

Так как $O^{J_1}_{(\lambda\ell)}$ зависит только от r, то можно рассчитать матричные элементы:

$$\langle 11|O^{J_1M_1}_{(\lambda\ell)}|11\rangle = \langle 00|\vec{\tau}(1)\,\vec{\tau}(2)|00\rangle\; I^{\ell}_{LL'}(k)\times$$
$$\times\tilde{J}_1\sqrt{3}\,(11J_1M_1|11)\begin{Bmatrix}\lambda & \ell & J_1\\ 1 & L' & 1\\ 1 & L & 1\end{Bmatrix}\langle 1\|[\vec{\sigma}(1)\otimes\vec{\sigma}(2)]_\lambda\|1\rangle\times \tag{34}$$
$$\times\langle L'\|Y_\ell(\Omega_r)\|L\rangle,$$

где

$$I^{\ell}_{LL'}(k) = \int_0^\infty j_\ell(kr)\,u_L(r)\,u_{L'}(r)\,dr\quad (u_0=u(r),u_2=w(r)). \tag{35}$$

Таким образом, для вычисления вкладов МОТ в (I3) остается определить $\rho(k,q)$ – поправку к зарядовой плотности дейтрона, которая исследовалась во многих работах (см., например,/9/). Здесь отметим только, что а) важную роль в (33) играют вершинные формфакторы (I4)-(2I), б) учет конечной ширины ρ-мезона в $\rho\pi\gamma$ – диаграмме проводился так же, как в /42/, в) внешние нуклоны находятся на массовой поверхности, г) поправка для πNN – диаграммы рассматривается в порядке по обратной массе нуклона $O(1/M^3)$, для $\rho\pi\gamma$ – вклада в порядке $O(1/M^2)$, для эффекта запаздывания – $O(1/M^3)$. Причем вклад πNN и эффекта запаздывания в порядке $O(1/M^2)$ равен нулю /II/. Здесь следует заметить, что вклад эффекта запаздывания можно вычислить методом унитарных преобразований /II/ и методом проекций /8,43/. Эти методы в принципе дают одинаковые результаты, если дейтронная волновая функция согласована с МОТ. Однако в расчетах вкладов МОТ используются феноменологические дейтронные функции (см./44,45/). И поэтому существуют некоторые различия в обоих подходах, которые мы здесь не обсуждаем. Далее, проводя вычисления по формулам (I4)-(35), мы будем следовать /9-II,35,36/. Здесь для примера, опуская детали расчетов, приведем окончательное выражение для $F^{ret}_{c,Q}$ /36/:

$$F_c^{ret}(q^2) = -\frac{q\,F_1^S(q^2)}{4M^3}\left(\frac{g_{\pi NN}}{2\pi}\right)^2\int_0^\infty dr\, j_1(qr/2)\times$$
$$\times\Big[-I_1(r)\big(u^2(r)+w^2(r)\big)+\frac{2}{5}\big(-2I_1(r)+3I_3(r)\big)\times \tag{36}$$
$$\times\big(2\sqrt{2}\,u(r)w(r)-w^2(r)\big)\Big],$$

$$F_Q^{ret}(q^2) = \frac{\sqrt{2}}{5}\,\frac{q\,F_1^S(q^2)}{M^3}\left(\frac{g_{\pi NN}}{2\pi}\right)^2\int_0^\infty dr\,\big[j_1(qr/2)\,A_1(r)+ \tag{37}$$
$$+\,j_3(qr/2)\cdot A_2(r)\big],$$

где

$$A_1(r) = -I_1(r)\,u^2(r)-\frac{\sqrt{2}}{10}\big(-2I_1(r)+3I_3(r)\big)u(r)w(r)+$$
$$+\frac{1}{4}\big(I_1(r)+6I_3(r)\big)w^2(r), \tag{38}$$

$$A_2(r) = -\frac{3}{2}I_3(r)\,u^2(r)+\frac{3\sqrt{2}}{20}\big(3I_1(r)+8I_3(r)\big)u(r)w(r)- \tag{39}$$
$$-\frac{3}{8}\big(-3I_1(r)+2I_3(r)\big)w^2(r),$$

$$I_\ell(r) = \int_0^\infty dk_2\,k_2^5\,j_\ell(k_2r)\,K^2_{\pi NN}(k_2^2)/(k_2^2+m_\pi^2)^2. \tag{40}$$

Таким образом, нами предполагается, что с вероятностью c_1^2 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 /46/.

2. Результаты и обсуждения

Пренебрегая квадратом магнитного формфактора, который значительно меньше $G_c^2+G_Q^2$ при малых q^2 и F_{6q}^2 при больших q^2, запишем структурную функцию $A(q^2)$ в виде

$$A(q^2) = F_c^2(q^2)+F_Q^2(q^2). \tag{4I}$$

Вес S^6 конфигурации c_2^2 и $\mathcal{M}_{6q}$ – массу $6q$ – системы 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 использованием парижской волновой функции дейтрона/44/. Расчеты с применением волновой функции Рейда/45/ приводят к аналогичным результатам.

На рис. 5 приведены отдельные вклады МОТ в F_c. Видно, что вклад парного тока πNN (сплошная кривая) преобладает до $q^2 <$ < 60 фм$^{-2}$. Затем вплоть до $q^2 \sim$ I25 фм$^{-2}$ основной вклад дает $\rho\pi\gamma$-процесс (пунктир), а далее вклады πNN- и $\rho\pi\gamma$ – токов частично компенсируют друг друга так, что $F_c^{\pi NN}+F_c^{\rho\pi\gamma}$ становится положительным. Вклад эффектов запаздывания в F_c пренебрежимо мал при $q^2 < 60$ фм$^{-2}$ по сравнению с вкладом πNN, а при больших q^2 – по сравнению с $\rho\pi\gamma$. Далее нами подбирались параметры c_2^2 и $\mathcal{M}_{6q}^2$ так, чтобы описать $A(q^2)$ во всей области переданных импульсов.

Оказалось, что учет πNN- , $\rho\pi\gamma$ - вкладов и эффекта запаздывания привел к уменьшению вероятности $6q$ - примеси с 8,5 % до 3,5 %. При этом параметр эффективной массы $6q$ - системы увеличился с I,2 ГэВ до 2,4 ГэВ. Последнее обстоятельство согласуется с анализом проявлений дибарионов в ядерных реакциях (см., например, /I5/).На рис.5 показан вклад шестикварковой примеси $c_2^2 F_{6q}$ в зарядовый формфактор дейтрона (длинный пунктир). Видно, что F_{6q} преобладает над вкладами МОТ в F_c во всей области измеренных переданных импульсов.

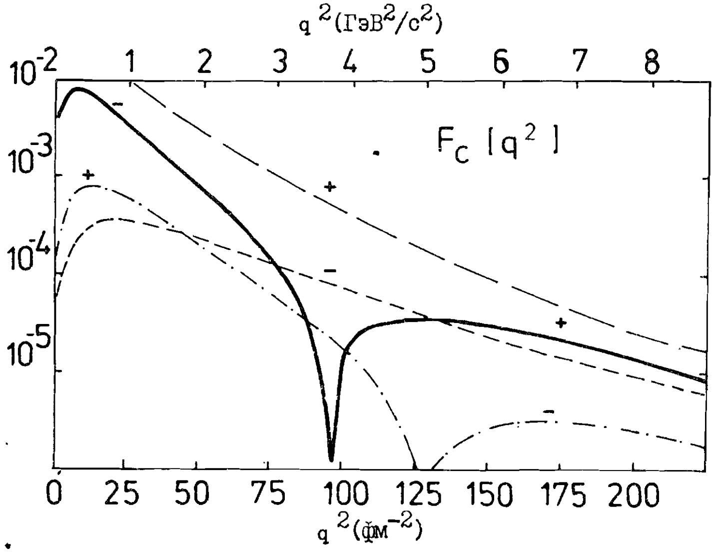

Рис. 5

Вклады в зарядовый формфактор дейтрона $|F_c(q^2)|$:
сплошная кривая - вклад парного πNN -тока, пунктир - вклад $\rho\pi\gamma$ -процесса $|F_c^{\rho\pi\gamma}|$, штрих-пунктир - вклад эффектов запаздывания $|F_c^{ret}|$, длинный пунктир - вклад $6q$ - примеси $|c_2^2 F_{6q}|$.

Однако вклад $c_2^2 F_{6q}$ сравним с вкладами МОТ и импульсным вкладом в области $25 < q^2 < 75$ фм$^{-2}$ (рис. 6, штрих-пунктир). Включение МОТ (пунктир) сдвигает минимум $|F_c|$ в сторону меньших q^2 и в целом в области $q^2 > 25$ фм$^{-2}$ увеличивает зарядовый формфактор по сравнению с импульсным приближением $|F_c^{imp}|$ (сплошная линия). Добавление $6q$ - примеси приводит к заполнению минимума $|F_c|$ при $q^2 \sim 25$ фм$^{-2}$ и уменьшает $|F_c|$, по сравнению с $|G_c|$,

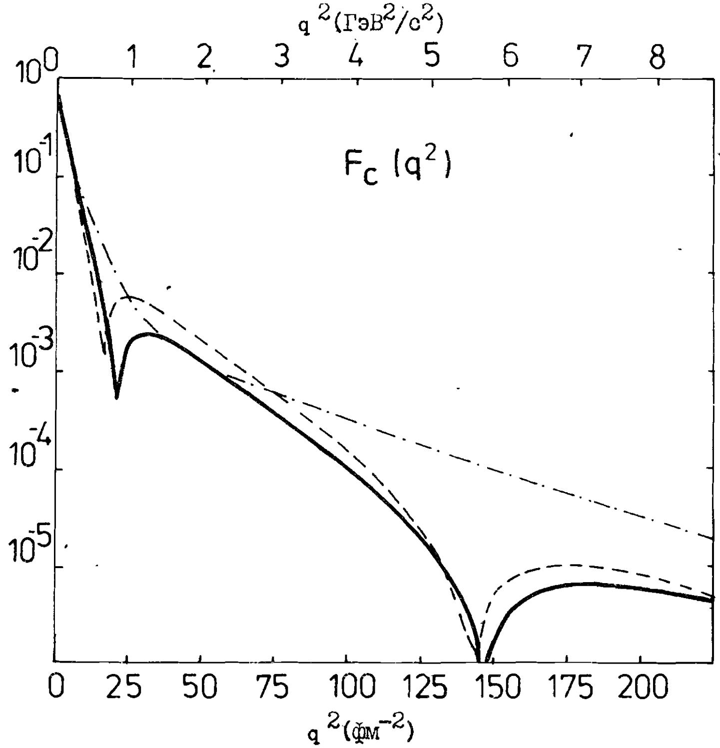

Рис. 6

Зарядовый формфактор дейтрона $|F_c(q^2)|$. Сплошная кривая - импульсное приближение $|F_c^{imp}(q^2)|$, пунктир - с учетом МОТ, штрих-пунктир - с учетом МОТ и $6q$ -примеси.

в области $30 < q^2 < 100$ фм$^{-2}$, т.е. в этой области F_{6q} и G_c (I3) конкурируют. При этом главный вклад F_{6q} вносит в F_c при больших переданных импульсах $q^2 > 100$ фм$^{-2}$. Здесь следует отметить, что вклады МОТ, вычисленные в рамках рассмотренных приближений, можно достаточно надёжно определить при $q^2 < 4$ М^2, т.е. по крайней мере до $q^2 < 100$ фм$^{-2}$. Чтобы оценить эти вклады в области бóльших q^2, необходимо исследовать следующие поправки в МОТ, которые весьма трудно вычислить. Однако поскольку при $q^2 > 100$ фм$^{-2}$ главным является релятивистский формфактор F_{6q}, то погрешностями в определении вкладов МОТ как в F_c , так и F_Q в этой области q^2 можно пренебречь.

Рассмотрим квадрупольный формфактор $|F_Q|$ (рис. 7). Видно, что при $q^2 < 50$ фм$^{-2}$ основной вклад вносит πNN – диаграмма. Эффект запаздывания влияет на F_Q значительно существеннее, чем на F_C, компенсируя при $q^2 \leqslant 50$ фм$^{-2}$ πNN – вклад. В области $50 < q^2 < 125$ фм$^{-2}$ основным является вклад эффекта запаздывания, который при бóльших q^2 становится пренебрежимо малым по сравнению с πNN – вкладом. Отметим, что $|F_Q^{\rho\pi\gamma}|$ значительно меньше $|F_Q^{\pi NN}|$

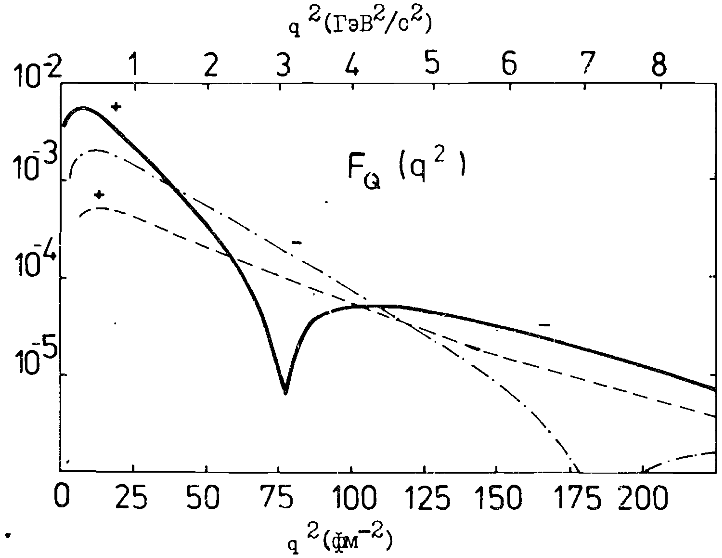

Рис. 7

Вклады в квадрупольный формфактор дейтрона $|F_Q(q^2)|$. Обозначения те же, что и на рис. 5.

при $q^2 < 50$ фм$^{-2}$, $|F_Q^{ret}|$ при $50 < q^2 < 125$ фм$^{-2}$ и опять меньше $|F_Q^{\pi NN}|$ при бóльших q^2, т.е. вкладом $\rho\pi\gamma$ -процесса в F_Q можно пренебречь. Вследствие компенсации $F_Q^{\pi NN}$ и F_Q^{ret} вклад МОТ в $|F_Q|$ при $q^2 < 60$ фм$^{-2}$ пренебрежимо мал (рис. 8, пунктир). При $q^2 > 60$ фм$^{-2}$ вклад МОТ значительно изменяет поведение $|F_Q^{imp}|$, сдвигая минимум в сторону меньших q^2 и увеличивая $|F_Q|$ при $q^2 > 100$ фм$^{-2}$. Включение кварковых примесей изменяет $|F_Q|$ за счет интерференции нуклонного и кваркового каналов (см. (8) и (12)). Видно (рис. 8, штрих-пунктир), что интерференционный формфактор пренебрежимо мал. Это легко объяснить тем, что $M_{3q} \ll M_{6q}$, а тогда интеграл перекрытия трехкварковой и шестикварковой функций в модели

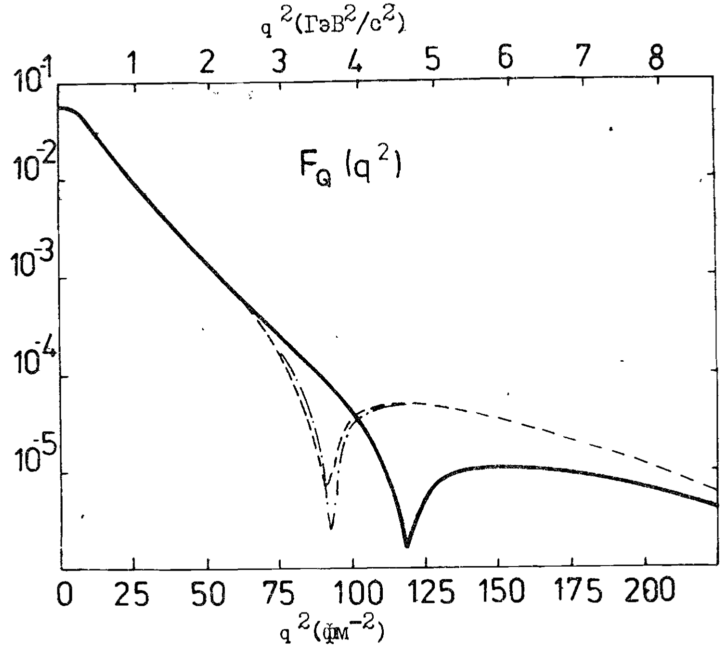

Рис. 8

Квадрупольный формфактор дейтрона $|F_Q(q^2)|$. Обозначения те же, что и на рис. 6.

релятивистского гармонического осциллятора весьма мал (см., например, работы /5,13,15,40/). То же самое можно сказать и о $F_{int}^{e=0}$, т.е. вклад интерференции в зарядовый формфактор дейтрона также пренебрежимо мал. Далее рассмотрим структурную функцию дейтрона $A(q^2)$. Из рис.9 видно, что при $q^2 < 60$ фм$^{-2}$ импульсное приближение и $A(q^2)$ с учетом МОТ и $6q$ – примеси фактически совпадают, т.е. вклады МОТ и $6q$- примеси взаимно компенсируют друг друга. При $q^2 < 75$ фм$^{-2}$ согласие с экспериментальными данными $A(q^2)$, вычисленной с учетом только МОТ, и $A(q^2)$-с учетом как МОТ, так и $6q$ – примеси, примерно одинаковое. При больших q^2 согласие с экспериментом достигается, в основном, за счет $6q$ – примеси. Для того чтобы получить более определенную информацию о $6q$ – примеси, необходимо измерение $A(q^2)$ при $q^2 > 75$ фм$^{-2}$ с большей точностью. Однако возможен и другой способ определения роли кварковых эффектов – поляризационные измерения. В работах /5,35/ была обнаружена сильная чувствительность тензора поляризации дейтрона к $6q$ – примеси при

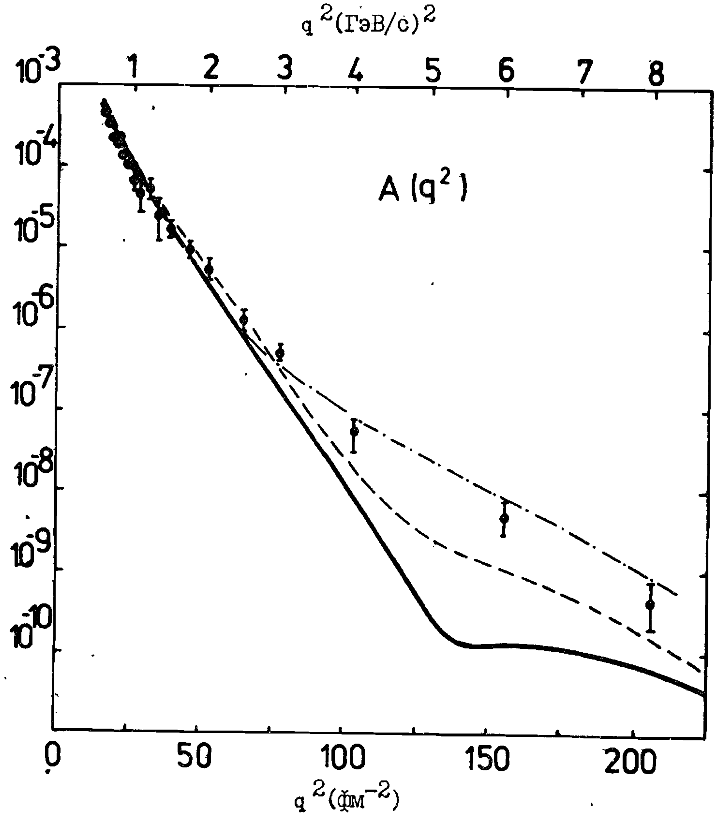

Рис. 9

Структурная функция дейтрона $A(q^2)$. Обозначения те же, что и на рис.6. Экспериментальные данные взяты из работ [1,2].

$q^2 > 25$ фм$^{-2}$. Но в этих работах не учитывались в полной мере вклады МОТ, которые конкурируют с $6q$- примесью именно в этой области q^2.

Итак, рассмотрим влияние МОТ и кварковой структуры на тензор поляризации (более подробно см. работы [5,15]):

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 + X)/(1 + X^2/8), \tag{42}$$

$$X = 2\sqrt{2} F_c / F_Q . \tag{43}$$

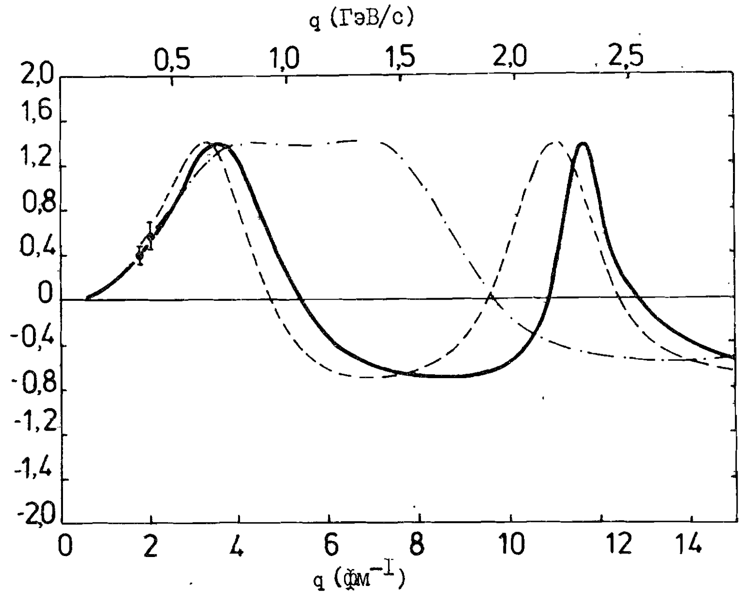

Рис. 10

Тензор поляризации дейтрона $T_{20}(q)$. Обозначения те же, что и на рис. 6. Экспериментальные данные взяты из работы [37].

На рис. 10 демонстрируются эти эффекты. Так, учет только МОТ приводит к сдвигу первого нуля T_{20} примерно на 0,6 фм$^{-1}$ (пунктир). Включение же кварковых эффектов качественно меняет поведение T_{20} при $4 < q < 10$ фм$^{-1}$. Последнее особенно важно в связи с планированием экспериментов по измерению T_{20} в этой области q [38,39]. Отметим, что существующие экспериментальные данные[37] пока не позволяют сделать определенных выводов о роли $6q$- примесей и МОТ.

Заключение

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

1. Учет вкладов мезонных обменных токов в $A(q^2)$ позволяет получить согласие с экспериментальными данными в области переданных импульсов $q^2 < 75$ фм$^{-2}$.

2. Включение шестикварковой примеси с вероятностью 3,5 % и эффективной массой M_{6q} = 2,4 ГэВ позволяет описать $A(q^2)$ во всей области измеренных q^2 .

3. Поведение тензора поляризации дейтрона T_{20} оказывается весьма чувствительным к $6q$ – примеси при $q > 4$ фм$^{-1}$.

4. Если вклады МОТ и $6q$ – примеси в $A(q^2)$ конкурируют при переданных импульсах $q^2 < 75$ фм$^{-2}$, то вклад $6q$ –примеси в T_{20} является определяющим при тех же передачах. Таким образом, планируемые /38-39/ измерения позволят выделить шестикварковую компоненту в волновой функции дейтрона.

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

Литература

I. Arnold R.G. et al. Phys. Rev. Lett., I973, 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, I98I, 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., I982, A306, p. I49.
5. Burov V.V., Dorkin S.M., Dostovalov V.N. Z. Phys., I984, A3I5, p. 205.
6. Буров В.В. и др. ЯФ, I978, 28, с. 32I.
7. Музафаров В.М., Троицкий В.Е., Трубников С.В.ЭЧАЯ,I983,I4,с.III2.
8. Chemtob M., Rho M. Nucl. Phys., I97I, AI63, p. I;
Иванов Е.А., Труглик Е. ЭЧАЯ, I98I, I2, с. 492.
9. Cari M., Hyuga H. Nucl. Phys., I976, A264, p. 409.
I0. Cari M., Hyuga H. Nucl. Phys., I977, A278, p. 372.
II. Cari M., Hyuga H.Z. Phys., 1976, A277, p. 291.
I2. Кобушкин А.П. ЯФ, I978, 28, с. 495;
Кобушкин А.П.,Шелест В.П.ЭЧАЯ, I983, I4, с. II46.
I3. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. Prog. Theor. Phys., I979, 6I, p. 559.
I4. Обуховский И.Т., Ткаля Е.В. ЯФ, I982, 35, с. 288.
I5. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, I984, I5, с. I249.
I6. Simonov Yu.A. Phys. Lett., I98I, I07B, p. I;
Grach I.L., Kondratyuk L.A. Preprint ITF-59, I983, M.

I7. Belyantsev I.I. et al. J. Phys. G: Nucl. Phys., I982, 9, p. 87I.
I8. Sick I. Lecture Notes in Phys., I978, 86, p. 300.
I9. C. Ciofi degli Atti. Prog. in Part. and Nucl. Phys., I980, 3, p. I63.
20. Arnold R.G. et al. In: AIP Conf. Proc., No.26, High-Energy Phys. and Nucl. Struct., I975, p. 373.
2I. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cimento, I973, 7 , p. 7I9.
22. Brodsky S., Farrar G. Phys. Rev. Lett., I973, 3I, p. II53;
Phys. Rev., I975, DII, p. I309.
23. Балдин А.М. ЭЧАЯ, I977, 3, с. 429.
24. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, I982, I3, с. 6I4.
25. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Изв. АН СССР, сер. физ., I978, 42, с. 38.
26. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, I979, I0, с. 8I5.
27. Неудачин В.Г., Обуховский И.Т., Смирнов Ю.Ф. ЭЧАЯ, I984, I5, с. II65.
28. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике.ФИАН, М., I97I, I, с. 35.
29. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, I979, I0, с. 949.
30. Лексин Г.А. В кн.: Труды ХУШ Межд. конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, I976. ОИЯИ, ДI,2-I0400, Дубна, I977, т. I, А6-3.
3I. Pirner H.J., Vary J.P. Phys. Rev. Lett., I98I, 46, p. I376.
32. УП Межд. семинар по проблемам физики высоких энергий. I984, ОИЯИ, ДI,2-84-599 , Дубна.
33. Review of Part. Prop., Phys. Lett., I982, IIIB.
34. Gari M., Kaulfuss U. Phys. Lett., I984, I36B, p. I39.
35. Буров В.В., Достовалов В.Н. Препринт ОИЯИ, Р2-85-928, Дубна, I985.
36. Буров В.В., Гой А.А., Достовалов В.Н. Препринт ОИЯИ, Р2-86-I27, Дубна, I986.
37. Schülze M.E. et al. Phys. Rev. Lett., I984, 52, p. 597.
38. Gross F. Preprints CEBAF,85-2, 3, 4, CEBAF, Newport News, Virginia, I985.
39. Whitney R.R. Preprint CEBAF,85-I, CEBAF, Newport News, Virginia, I986.
40. Markov M.A. J. Phys. USSR, I940, 3, p. 452;
Yukawa M. Phys. Rev., I950, 77, p. 2I9;
Feynman R.P., Kislinger M., Ravndal F. Phys. Rev., I97I, D3, p. 2706.
4I. Варшалович Д.А. и др. в кн.: Квантовая теория углового момента. "Наука",Л., I975.

42. Frazer W.R., Fulco J.R. Phys. Rev., 1960, 117, p. 1609; Gounaris G.J., Sakurai J.J. Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p.244.
43. Jackson A.D., Lande A., Riska D.O. Phys. Lett., 1975, v. 55B, p. 23.
44. Lacombe M. et al. Phys. Rev., 1980, C21, p. 861,
45. Reid R.V. Jr. Ann. Phys., 1968, 50, p. 411.
46. Matveev V.A., Sorba P. Nuovo Cimento Lett., 1977, 20, p. 145.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 марта 1986 года.

Буров В.В., Достовалов В.Н. P2-86-163
Формфакторы и поляризация в упругом eD-рассеянии с учетом мезонных и кварковых степеней свободы в дейтроне

Проведен детальный анализ вкладов парных, $\rho\pi\gamma$ -токов, эффектов запаздывания и шестикварковой примеси в зарядовый, квадрупольный формфакторы и поляризацию дейтрона. Показано, что для описания сечения упругого eD-рассеяния с учетом мезонных обменных токов необходимо вводить шестикварковую примесь с вероятностью 3,5 %. Предсказано, что поведение тензора поляризации дейтрона T_{20} при $q > 4$ фм$^{-1}$ существенно зависит от 6q-примеси.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Burov V.V., Dostovalov V.N. P2-86-163
Form Factors and Polarization in Elastic eD-Scattering with Account of Meson and Quark Degrees of Freedom in Deuteron

A detailed analysis is performed of contributions from pair, $\rho\pi\gamma$-currents, retardation effects and six-quark admixture the charged, quadrupole form factors and polarization of deuteron. It is shown that the description of elastic eD-scattering cross section with the inclusion of meson exchange currents requires a six-quark admixture to be introduced with 3.5% probability. The behaviour of the polarization tensor of deuteron T_{20} for $q > 4$ fm^{-1} is predicted to be significantly dependent on the 6q-admixture.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986