объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

3483/82

2/VIII-

Р2-82-263

А.Д.Линкевич, В.И.Саврин, В.В.Санадзе,
Н.Б.Скачков

СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ НУКЛОНОВ В СОСТАВНОЙ КВАРК-ДИКВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

Описанию глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния в составных моделях адронов посвящено большое число работ. В рамках квазипотенциального подхода [1,2] общий формализм описания этих процессов был сформулирован в [3] и развивался в [4-9]. Настоящая работа является непосредственным продолжением [9], в которой были получены формулы для структурного тензора нуклона $W_{\mu\nu}(P,q)$ через одновременные релятивистские волновые функции /ВФ/ кварк-дикварковой системы. Здесь эти формулы будут использоваться для нахождения явного вида структурных функций нуклона как связанного состояния кварка с спином 1/2 и дикварка со спином 0 или 1. Заметим, что в последние годы кварк-дикварковая модель нуклона приобрела известность в связи с обсуждением наблюдаемых на эксперименте $1/Q^2$ -поправок к структурным функциям и рассматривалась в работах разных авторов /см., например, [10] /.

В следующем разделе мы приведем полученные ранее формулы, которые в третьем разделе будут использоваться для нахождения явного вида структурных функций нуклона.

2. СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ КВАРК-ДИКВАРКОВОЙ СИСТЕМЫ В ОДНОВРЕМЕННОМ ПОДХОДЕ

В предыдущей работе [9] было получено следующее выражение для структурного тензора нуклона ($s = s_N = 1/2$) *:

$$W^{(i)}_{\mu\nu}(P,q) = \frac{(2\pi)^3}{16} \cdot \int \frac{d^3\vec{\Delta}_{k_1,\lambda}}{\Delta^{\circ}_{k_1,m_1\lambda}} \, \frac{d^3\vec{\Delta}_{k_2,\lambda}}{\Delta^{\circ}_{k_2,m_2\lambda}} \times \qquad /2.1/$$

$$\times \delta^{(4)}(P+q-k_1-k_2)(Q_1^2 h^{(i)}_{1\mu\nu} + Q_1 Q_2 h^{(i)}_{2\mu\nu} + Q_2 Q_1 h^{(i)}_{3\mu\nu} + Q_2^2 h^{(i)}_{4\mu\nu})$$

---

*Мы используем следующие обозначения и переменные: P - импульс нуклона, q - переданный импульс /импульс виртуального фотона/; $Q^2 = -q^2 > 0$, $\nu = Pq/M$, $x = Q^2/2M\nu$, $W^2 = (P+q)^2$.

$$h^{(i)}_{1\mu\nu} = \sum_{\tau,\sigma_1,\sigma_2,\tau_1} (<\frac{1}{2}1;\sigma_1\sigma_2|s,\tau>)^2 <\vec{\Delta}_{k_1\lambda},\tau_1|J_\mu(0)|-\vec{\Delta}_{k_2},\sigma_1> \times$$

$$\times <-\vec{\Delta}_{k_2},\sigma_1|J_\nu(0)|\vec{\Delta}_{k_1,\lambda},\tau_1> \sum_{\tau_N} |\phi^{(i)\, s_N\tau_N}_{s\tau}(-\vec{\Delta}_{k_2,\lambda})|^2 ,$$

$$h^{(i)}_{2\mu\nu} = \sum_{\tau,\sigma_1,\sigma_2,\tau_1} (<\frac{1}{2}1;\sigma_1\sigma_2|s,\tau>)^2 <-\vec{\Delta}_{k_2,\lambda};\sigma_1|J_\mu(0)|\vec{\Delta}_{k_1,\lambda},\tau_1>\times$$

$$\times <\vec{\Delta}_{k_2,\lambda};\tau_2|J_\nu(0)|-\vec{\Delta}_{k_1,\lambda};\sigma_2> \sum_{\tau_N} \phi^{(i)\, s_N\tau_N}_{s\tau}(\vec{\Delta}_{k_1,\lambda})\bar{\phi}^{(i)\, s_N\tau_N}_{s\tau}(-\vec{\Delta}_{k_2,\lambda}),$$

$$h^{(i)}_{3\mu\nu} = \sum_{\tau,\sigma_1,\sigma_2,\tau_1} (<\frac{1}{2}1;\sigma_1\sigma_2|s,\tau>)^2 <-\vec{\Delta}_{k_1\lambda};\sigma_2|J_\mu(0)|\vec{\Delta}_{k_2\lambda};\tau_2> \times$$

$$<\vec{\Delta}_{k_1}\lambda;\tau_1|J_\nu(0)|-\vec{\Delta}_{k_2};\sigma_1> \sum_{\tau_N} \bar{\phi}^{(i)\, s_N\tau_N}_{s\tau}(\vec{\Delta}_{k_1,\lambda})\phi^{(i)}(-\vec{\Delta}_{k_2,\lambda}),$$

$$h^{(i)}_{4\mu\nu} = \sum_{\tau,\sigma_1,\sigma_2,\tau_1} (<\frac{1}{2}1;\sigma_1\sigma_2|s,\tau>)^2 <\vec{\Delta}_{k_2,\lambda};\tau_2|J_\mu(0)|-\vec{\Delta}_{k_1};\sigma_2> \times$$

$$\times <-\vec{\Delta}_{k_1};\sigma_2|J_\nu(0)|\vec{\Delta}_{k_2,\lambda};\tau_2> \sum_{\tau_N} |\phi^{(i)\, s_N\tau_N}_{s\tau}(-\vec{\Delta}_{k_1,\lambda})|^2 .$$

Значение индекса $i=0$ отвечает случаю бесспинового дикварка, а значение $i=1$ - случаю дикварка со спином 1. Проекции спина кварка τ_1 и σ_1 принимают значения $\pm 1/2$, проекции спина векторного дикварка $/i=1/$ τ_2 и σ_2 принимают значения 0, ± 1, а для бесспинового дикварка $(i=0)$ $\tau_2=\tau_2=0$.

Ковариантно определенные в с.ц.и. импульсы кварка $\vec{\Delta}_{k_1,\lambda}$ и дикварка $\vec{\Delta}_{k_2,\lambda}$ задаются следующим образом:

$$\vec{\Delta}_{k_j,\lambda} \equiv \overrightarrow{(L^{-1}_\lambda k_j)} = \vec{k}_j - \frac{\vec{P}}{M}(k^\circ_j - \frac{\vec{P}\vec{k}_j}{P_0+M}), \quad j=1,2,$$

$$\Delta^\circ_{k_j,m_\ell\lambda} \equiv \sqrt{\vec{\Delta}^2_{k_j,\lambda} + m^2_\ell} \quad (j,\ell=1,2),$$

где m_1 есть масса кварка, m_2 - масса дикварка; L^{-1}_λ - чисто лоренцевское преобразование из системы отсчета, в которой нуклон имеет 4-импульс P и 4-скорость $\lambda_\mu \equiv P_\mu/\sqrt{P^2} \equiv P_\mu/M$, в систему покоя: $L^{-1}_\lambda P = (M,\vec{0})$.

Заряд кварка /дикварка/ /в единицах e/ обозначен через $Q_1(Q_2)$, а матричные элементы оператора тока между одночастичными состояниями имеют вид: для кварка /11,12/

$$<\vec{k}_1,\tau_1|J_\mu(0)|\vec{p}_1;\sigma_1> = \bar{u}(\vec{k}_1,\tau_1)\gamma_\mu u(\vec{p}_1,\sigma_1), \qquad /2.3a/$$

для бесспинового дикварка /11,12/

Объединенный институт ядерных исследований БИБЛИОТЕКА

$$<\vec{k}_2, r_2 \mid J_\mu(0) \mid \vec{p}_2, \sigma_2> = (k_2 + p_2)_\mu f^{(0)}(q^2) \qquad /2.3б/$$

и для векторного дикварка [12,13]

$$<\vec{k}_2, r_2 \mid J_\mu(0) \mid \vec{p}_2, \sigma_2> = \bar{\epsilon}^{\rho}(\vec{k}_2, r_2)[-f_1^{(1)}(q^2)(k_2+p_2)_\mu g_{\kappa\rho} +$$
$$+ f_2^{(1)*}(q^2)(g_{\rho\mu} k_{2\kappa} + g_{\kappa\mu} p_{2\rho})] \cdot \epsilon^{\kappa}(\vec{p}_2, \sigma_2), \qquad /2.3в/$$

где $f^{(0)}(q^2)$ есть формфактор скалярного дикварка, а $f_1^{(1)}(q^2)$ и $f_2^{(1)}(q^2)$ - формфакторы векторного дикварка. В настоящей работе мы будем рассматривать простейший случай, когда $f_1^{(1)}(q^2) = f_2^{(1)}(q^2) = f^{(1)}(q^2)$.

Спиновая структура ВФ задается формулами $(s = s_N = 1/2)$:

$$\phi^{(0)\, s_N r_N}_{s r}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}) = \delta_{r\sigma} \cdot \phi^{(0)\, s_N r_N}_{\sigma}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}),$$
$$\phi^{(1) s_N r_N}_{s r}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}) = \sum_{\sigma=-1/2}^{1/2} \sum_{\kappa=-1}^{1} <\frac{1}{2} 1, \sigma\kappa \mid s, r> \phi^{(1) s_N r_N}_{\sigma\kappa}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}), \qquad /2.4/$$

где $<\frac{1}{2} 1; \sigma\kappa \mid s, r>$ есть коэффициенты Клебша-Гордана, σ и κ есть соответственно проекции спина кварка и /векторного/ дикварка, а

$$\phi^{(0) s_N r_N}_{\sigma r}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}) = \bar{u}_\alpha(\mathring{\vec{P}}; r_N) u_\beta(\vec{\Delta}_{p,\lambda}; \sigma) \cdot \Phi^{(0)}_{\alpha\beta}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}),$$
$$\phi^{(1) s_N r_N}_{\sigma\kappa}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}) = \bar{u}_\alpha(\mathring{\vec{P}}; r_N) u_\beta(\vec{\Delta}_{p,\lambda}; \sigma) \epsilon_\rho(-\vec{\Delta}_{p,\lambda}; \kappa) \Phi^{(1)\rho}_{\alpha\beta}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}). \qquad /2.5/$$

Здесь $\mathring{\vec{P}} \equiv \overrightarrow{(L_\lambda^{-1} P)} = 0$, а биспиноры $u(\vec{p}, \sigma)$ частиц массы m_1 и векторы поляризации $\epsilon_\mu(\vec{p}, \kappa)$ частиц массы m_2 нормированы условиями:

$$\bar{u}(\vec{p}, \sigma) u(\vec{p}, \sigma') = 2m_1 \delta_{\sigma\sigma'}, \quad \epsilon^*(\vec{p}, \kappa) \epsilon(\vec{p}, \kappa') = \delta_{\kappa\kappa'} .$$

Представляя матричные функции $\Phi^{(0)}$ и $\Phi^{(1)}$ в виде разложения по матрицам I, γ_μ, $\sigma_{\mu\nu} = i\gamma_\mu\gamma_\nu$, γ_5, $\gamma_\mu\gamma_5$, получаем

$$\Phi^{(0)}_{\alpha\beta}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}) = \delta_{\alpha\beta} \chi^{(0)}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}),$$
$$\Phi^{(1)\rho}_{\alpha\beta}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}) = \gamma^{\rho}_{\alpha\beta} \cdot \chi^{(1)}(\vec{\Delta}_{p,\lambda}), \qquad /2.6/$$

где $\chi^{(0)}$ и $\chi^{(1)}$ есть скалярные функции. Далее будем рассматривать случай сферически-симметричных ВФ, отвечающий s-состоянию $\ell=0$ кварк-дикварковой системы.

3. НАХОЖДЕНИЕ ВИДА СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ НУКЛОНОВ

Проинтегрируем с учетом δ-функции в /2.1/ член, содержащий $h^{(i)}_{1\mu\nu}$, по $\vec{\Delta}_{k_1\lambda}$ и введем обозначения:

$$\vec{\Delta}_{k,\lambda} = \vec{\Delta}_{k_2,\lambda}; \quad \vec{\Delta}_{k',\lambda} = \overset{\circ}{\vec{q}} - \vec{\Delta}_{k,\lambda} \ ; \quad \overset{\circ}{\vec{q}} \equiv \overrightarrow{(L_\lambda^{-1}\ q)} \ .$$

Член, содержащий $h^{(1)}_{4\mu\nu}$, проинтегрируем по $\vec{\Delta}_{k_2,\lambda}$ и введем обозначения:

$$\vec{\Delta}_{k,\lambda} = \vec{\Delta}_{k_1,\lambda}; \quad \vec{\Delta}_{k',\lambda} = \overset{\circ}{\vec{q}} - \vec{\Delta}_{k,\lambda} \ .$$

Интерференционные члены с $h^{(i)}_{2\mu\nu}$ и $h^{(i)}_{3\mu\nu}$ содержат произведения волновых функций, зависящих от $\vec{\Delta}_{k,\lambda}$ и $\vec{\Delta}_{k',\lambda} = \overset{\circ}{\vec{q}} - \vec{\Delta}_{k,\lambda}$, где $|\overset{\circ}{\vec{q}}| = \sqrt{\nu^2 + Q^2}$ /см. /5-8/ /. Поскольку ВФ $\phi^{(i)}_{s\tau}{}^{s_N \tau_N}(\vec{p})$ должны убывать с ростом $|\vec{p}|$ достаточно быстро для сходимости нормировочного интеграла /см. /9/ /, то интерференционные члены с ростом Q^2 убывают быстрее неинтереференционных, что находится в соответствии с предположением партонной модели о "вымирании" в асимптотике интерференционных вкладов. Таким образом, асимптотика структурных функций задается выражением

$$W^{(i)}_{\mu\nu}(P,q) = \frac{(2\pi)^3}{16} \int \frac{d\vec{\Delta}_{k,\lambda}}{\Delta^{\circ}_{k',m_1\lambda}\Delta^{\circ}_{k,m_2\lambda}} [\delta(M+\nu-\Delta^{\circ}_{k',m_1\lambda}-\Delta^{\circ}_{k,m_2\lambda})Q^2 h^{(i)}_{1\mu\nu} +$$
$$+ \delta(M+\nu-\Delta^{\circ}_{k,m_1\lambda}-\Delta^{\circ}_{k',m_2\lambda})Q^2_2 h^{(i)}_{4\mu\nu}](\Delta^{\circ}_{k,m_1}\cdot\Delta^{\circ}_{k',m_2})^{-1}, \qquad /3.1/$$

где мы воспользовались лоренц-инвариантностью $\delta^{(4)}$-функции в /2.1/ и учли, что $(L_\lambda^{-1} P)_0 = M$, $(L_\lambda^{-1} q)_0 = \nu$ /см. /5-8/ /.

Перейдем к расчету выражений для $h^{(1)}_{1\mu\nu}$, $h^{(1)}_{4\mu\nu}$, которые после указанного выше интегрирования примут вид

$$h^{(i)}_{1\mu\nu} = \sum_{\tau,\tau_1,\sigma_1,\sigma_2} (<\tfrac{1}{2}1;\sigma_1\sigma_2|s\tau>)^2 <\vec{\Delta}_{k',\lambda},\tau_1|J_\mu(0)|-\vec{\Delta}_{k,\lambda};\sigma_1> \times$$
$$\times <-\vec{\Delta}_{k,\lambda};\sigma_1|J_\nu(0)|\vec{\Delta}_{k',\lambda};\tau_1> \sum_{\tau_N} |\phi^{(1)s_N\tau_N}_{s\tau}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|)|^2, \qquad /3.2/$$

$$h^{(i)}_{4\mu\nu} = \sum_{\tau,\tau_1,\sigma_1,\sigma_2} (<\tfrac{1}{2}1;\sigma_1\sigma_2|s\tau>)^2 <\vec{\Delta}_{k',\lambda};\tau_2|J_\mu(0)|-\vec{\Delta}_{k,\lambda};\sigma_2> \times$$
$$\times <-\vec{\Delta}_{k,\lambda};\sigma_2|J_\nu(0)|\vec{\Delta}_{k',\lambda};\tau_2> \sum_{\tau_N} |\phi^{(i)s_N\tau_N}_{s\tau}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|)|^2 \ . \qquad /3.3/$$

Напомним, что $h^{(i)}_{1\mu\nu}$ содержит произведение кварковых токов вида /2.3а/, а $h^{(i)}_{4\mu\nu}$ – дикварковых токов вида /2.3б/, /2.3в/.

Непосредственным вычислением с учетом /2.4/-/2.6/ легко найти, что

$$Z^{(0)}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|) = \sum_{\tau_N=-1/2}^{1/2} |\phi^{(0)s_N\tau_N}_{s\tau}(\vec{\Delta}_{k,\lambda})|^2 =$$
$$= M(m_1 + \Delta^{\circ}_{k,m_1\lambda})|\chi^{(0)}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|)|^2 \ . \qquad /3.4/$$

Для нахождения аналогичной величины $Z^{(1)}$ в случае векторного дикварка приходится использовать явное выражение для биспиноров $u(\vec{p},\sigma)$ и векторов поляризации $\epsilon_\mu(\vec{p},\kappa)$ /см., например,[11] /. Расчеты оказываются довольно громоздкими, но существенно упрощаются в системе отсчета, в которой ось y направлена вдоль импульса $\vec{\Delta}_{k,\lambda}$:

$$Z^{(1)}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|) = \sum_{r_N=-1/2}^{1/2} |\phi_{s r}^{(1)s_N r_N}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|)|^2 = \qquad /3.5/$$

$$= \frac{M}{3}\left[\frac{2m_1}{m_2^2}(\Delta^{\circ}_{k,m_2\lambda})^2 - \Delta^{\circ}_{k,m_1\lambda} - m_1\right]|\chi^{(1)}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|)|^2 .$$

Для нахождения $Z^{(1)}$ в какой-либо другой системе отсчета, в левой части формулы /3.5/ необходимо осуществить лоренц-преобразование в эту систему отсчета. Однако величины $\Delta^{\circ}_{k,m_1\lambda}$; $\Delta^{\circ}_{k,m_2\lambda}$ и $|\vec{\Delta}_k|$ являются лоренц-инвариантами /см., например [5-8] /. Отметим, что $Z^{(0)}$ и $Z^{(1)}$ оказываются не зависящими от значения $r=\pm 1/2$, что значительно упрощает дальнейшие вычисления, позволяя представить $h^{(1)}_{1\mu\nu}$ и $h^{(1)}_{4\mu\nu}$ в виде

$$h^{(i)}_{1(4)\mu\nu} = Z^{(i)}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|) \sum_{r r_{1(2)}\sigma_1\sigma_2} \cdot \left(\left\langle \frac{1}{2} 1; \sigma_1\sigma_2 | s r\right\rangle\right)^2 \times \qquad /3.6/$$

$$\times \langle \vec{\Delta}_{k',\lambda}; r_{1(2)} | J_\mu(0) | -\vec{\Delta}_{k,\lambda}; \sigma_{1(2)}\rangle \langle -\vec{\Delta}_{k,\lambda}, \sigma_{1(2)} | J_\nu(0) | \vec{\Delta}_{k',\lambda}; r_{1(2)}\rangle .$$

Путем непосредственной проверки нетрудно убедиться,что наличие под знаком суммы в /3.6/ квадрата коэффициента Клебша-Гордана не препятствует образованию стандартных выражений:

$$h^{(1)\mu\nu} = Z^{(i)}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|) \cdot \sum_{r_1\sigma_1} \langle \vec{\Delta}_{k',\lambda}; r_1 | J^\mu(0) | -\vec{\Delta}_{k,\lambda}; \sigma_1\rangle \times$$

$$\times \langle -\vec{\Delta}_{k,\lambda}; \sigma_1 | J^\nu(0) | \vec{\Delta}_{k',\lambda}; r_1\rangle = Z^{(i)}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|) \cdot \times \qquad /3.7/$$

$$\times \mathrm{Sp}\{\bar{u}(\vec{\Delta}_{k',\lambda})\gamma_\mu u(-\vec{\Delta}_{k,\lambda})\bar{u}(-\vec{\Delta}_{k,\lambda})\gamma_\nu u(\vec{\Delta}_{k,\lambda})\} =$$

$$= Z^{(i)}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|)\{\Delta^\mu_{k',\lambda}\tilde{\Delta}^\nu_{k,\lambda} + \Delta^\nu_{k',\lambda}\tilde{\Delta}^\mu_{k,\lambda} - g^{\mu\nu}(\Delta_{k',\lambda}\cdot\tilde{\Delta}_{k,\lambda})\},$$

$$h_4^{(0)\mu\nu} = Z^{(0)}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|)([f^{(0)}(q^2)]^2(\Delta_{k',\lambda} + \tilde{\Delta}_{k,\lambda})^\mu(\Delta_{k',\lambda} + \tilde{\Delta}_{k,\lambda})^\nu , \qquad /3.8/$$

$$h_4^{(1)\mu\nu} = \frac{2}{3} Z^{(1)}(\vec{\Delta}_{k,\lambda}) \sum_{r_2\sigma_2} \langle \vec{\Delta}_{k',\lambda}; r_2 | J^\mu(0) | -\vec{\Delta}_{k,\lambda}; \sigma_2\rangle \times$$

$$\times \langle -\vec{\Delta}_{k,\lambda}; \sigma_2 | J^\nu(0) | \vec{\Delta}_{k',\lambda}; r_2\rangle = \frac{2}{3} Z^{(1)}(|\vec{\Delta}_{k,\lambda}|)[f^{(1)}(q^2)]^2 \times$$

$$\times \{(\tilde{\Delta}^{\mu}_{k,\lambda}\, \Delta^{\nu}_{k',\lambda} + \tilde{\Delta}^{\nu}_{k,\lambda} \Delta^{\mu}_{k',\lambda})\cdot[3 + 2m^{-2}(\tilde{\Delta}_{k,\lambda} \cdot \Delta_{k',\lambda})] + (\tilde{\Delta}^{\mu}_{k,\lambda}\tilde{\Delta}^{\nu}_{k,\lambda} +$$

$$+ \Delta^{\mu}_{k',\lambda}\Delta^{\nu}_{k',\lambda}) + 2g^{\mu\nu}\, m_2^2\,[1 - m_2^{-4}(\tilde{\Delta}_{k,\lambda} \cdot \Delta_{k',\lambda})^2]\} \,. \qquad /3.9/$$

Структурные функции нуклона $F_1^{(i)}$, $F_2^{(i)}$ через тензор $W^{(i)}_{\mu\nu}$ /3.1/ можно выразить следующим образом[/8/]:

$$F_1^{(i)} = M[V_1^{(i)} + (1+\nu^2/Q^2)^{-1}\, V_2^{(i)}],$$
$$F_2^{(i)} = \frac{\nu}{2}(1+\nu^2/Q^2)^{-1}[V_1^{(i)} + 3(1+\nu^2/Q^2)^{-1}\, V_2^{(i)}], \qquad /3.10/$$

где функции

$$V_1^{(i)} \equiv -\, g^{\mu\nu}\, W^{(i)}_{\mu\nu}\,, \quad V_2^{(i)} \equiv M^{-2}\, p^{\mu}\, p^{\nu}\, W^{(i)}_{\mu\nu} \qquad /3.11/$$

в силу /3.1/ выражаются через

$$q_1^{(i)} \equiv -g^{\mu\nu}\, h^{(i)}_{1\mu\nu}\,, \quad q_2^{(i)} \equiv M^{-2} p^{\mu} p^{\nu}\, h^{(i)}_{1\mu\nu}\,,$$
$$d_1^{(i)} \equiv -g^{\mu\nu}\, h^{(i)}_{4\mu\nu}\,/[f^{(i)}(q^2)]^2\,,\ d_2^{(i)} \equiv M^{-2}\, p^{\mu} p^{\nu}\, h^{(i)}_{4\mu\nu}/[f^{(1)}(q^2)]^2. \qquad /3.12/$$

Для расчета $q_1^{(i)}, q_2^{(i)}$ воспользуемся параметризацией $\Delta^{\circ}_{k,m_2\lambda} = m_2 u$, $\Delta^{\circ}_{k,m_1\lambda} = m_2 u'$, а для расчета $d^{(i)}$, $d^{(i)}$ - параметризацией $\Delta^{\circ}_{k,m_1\lambda} = m_1 v$, $\Delta^{\circ}_{k',m_2\lambda} = m_1 v'$. После интегрирования по углам находим

$$V_j^{(i)} = \frac{1}{2(2\pi)^2\sqrt{\nu^2 + Q^2}}\{Q_1^2 m_2 \int_{a_1^-}^{a_1^+} du\, q^{(i)}(u) +$$
$$+ Q_2^2 m_1 [f^{(i)}(q^2)]^2 \int_{a_2^-}^{a_2^+} dv\, d_j^{(i)}(v)\}, \qquad /3.13/$$

где

$$q_1^{(0)}(u) = 4m_2^2 M\kappa_1 (m_1 + \sqrt{m_2^2 u^2 + (m_1^2 - m_2^2)})\,|\chi^{(0)}(u)|^2,$$

$$q_1^{(1)}(u) = \frac{4}{3} m_2^2 M\kappa_1 (2m_1 u - \sqrt{m_2^2 u^2 + m_1^2 - m_2^2} - m_1)|\chi^{(1)}(u)|^2),$$

$$q_2^{(0)}(u) = \frac{M}{2}[W^2 - m_1^2 - m_2^2](m_1 + \sqrt{m_2^2 u^2 + (m_1^2 - m_2^2)})|\chi^{(0)}(u)|^2,$$

$$q_2^{(1)}(u) = \frac{M}{6}[W^2 - m_1^2 - m_2^2](2m_1 u - \sqrt{m_2^2 u^2 + (m_1^2 - m_2^2)} - m_1)|\chi^{(1)}(u)|^2,$$

$$d_1^{(0)}(v) = -4m_1^3 M[\kappa_2 + (m_1^2 + m_2^2)/4m_1^2](1+v)|\chi^{(0)}(v)|^2,$$

$$d_1^{(1)}(v) = -\frac{2}{9} m_1 M[9m_2^2 + m_1^2 + 12m_1^2\kappa_2 - 16m_1^4/m_2^2\,\kappa_2^2] \times$$

$$\times \{2[m_1^2 v^2 + (m_2^2 - m_1^2)]/m_2^2 - (1-v)\}|\chi^{(1)}(v)|^2,$$

$$d_2^{(0)}(v) = m_1 M(M+\nu)^2(1+v)|\chi^{(0)}(v)|^2,$$

$$d_2^{(1)}(v) = \frac{1}{3} m_1 M[4m_1 v(-m_1 v + M + \nu)(1 + 2m_1^2/m_2^2\,\kappa_2) +$$

$$+ (M+\nu)^2 + 2m_2^2 - 8m_1^4/m_2^2\,\kappa_2^2]\cdot\{2[m_1^2 v^2 + (m_2^2 - m_1^2)]/m_2^2 -$$

$$-(1+v)\}|\chi^{(1)}(v)|^2.$$

Здесь

$$\kappa_1 = -u^2 + \frac{M+\nu}{m_2^2}u - \frac{W^2 + m_2^2 - m_1^2}{4m_2^2} + \frac{1}{2},$$

а κ_2 получается из κ_1 заменой $m_1 \rightleftarrows m_2$, $u \to v$.

Пределы интегрирования $\alpha_\pm^{(1)}$ имеют вид /ср. с [6]/

$$\alpha_1^\pm = \frac{(\nu+M)(W^2 - m_1^2 + m_2^2) \pm \sqrt{\nu^2 + Q^2}\sqrt{(W^2 - m_1^2 + m_2^2)^2 - 4m_2^2 W^2}}{2m_2 W^2},$$

а пределы $\alpha_\pm^{(2)}$ получаются из $\alpha_\pm^{(1)}$ заменой $m_1 \rightleftarrows m_2$. В терминах скейлинговой переменной Нахтмана [14] /см. также [5-8]/

$$\xi = (\sqrt{\nu^2 + Q^2} - \nu)/M$$

имеем:

$$2\alpha_1^+ = \frac{W^2\gamma_1}{M^2(1-\xi)} + \frac{M^2(1-\xi)}{W^2\gamma_1},$$

$$2\alpha_1^- = \frac{1}{\gamma_1(1-\xi)} + \gamma_1(1-\xi),$$

где /см [6]/

$$\gamma_1 = \frac{2Mm_2}{W^2 - m_1^2 + m_2^2 - \sqrt{(W^2 - m_1^2 + m_2^2) - 4m_2^2 W^2}}.$$

Аналогичные формулы имеют место и для $a_2^{\pm}$.

В глубоконеупругом пределе, когда $W^2 \to \infty, \xi$ - фиксированное, имеем /6/: $\gamma_1 \to M/m_2$. В результате

$$2a_1^+ \to \frac{m_2}{Mm_2(1-\xi)} + \frac{Mm_2(1-\xi)}{W^2},$$
$$2a_1^- \to \frac{m_2}{M(1-\xi)} + \frac{M(1-\xi)}{m_2}. \qquad /3.14/$$

Если формфакторы дикварков $f^{(i)}(Q^2)$ убывают с ростом Q^2 не медленнее, чем $1/\sqrt{Q^2}$,то из формул /3.10/, /3.13/, /3.14/ следует, что в глубоконеупругом пределе структурные функции F_1, F_2 зависят лишь от переменной ξ, а при умеренных значениях W^2 представимы в виде

$$F_j(\xi, W^2) = F_j^s(\xi) + F_j^{ps}(\xi, W^2), \qquad j = 1,2.$$

Здесь F_j^s естьξ - скейлинговая часть структурной функции F_j, а F_j^{ps} - предскейлинговая часть ($F_j^{ps} \to 0$ при $W^2 \to \infty$). Отметим также, что из полученных формул вытекает соотношение типа соотношения Каллана-Гросса:

$$F_2(\xi, W^2) \approx \xi F_1(\xi, W^2). \qquad /3.15/$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе найдено явное выражение для структурных функций нуклона /3.10/, /3.13/ через релятивистские одновременные волновые функции кварк-дикварковой системы, найденные нами в /11/.Полученные формулы вне зависимости от динамики взаимодействия кварков /которая определяет вид волновых функций/ содержат как члены, приводящие к нарушению ξ-скейлинга, так и чисто скейлинговые члены. Вид скейлинговой части и характер нарушения масштабно-инвариантного поведения структурных функций предскейлинговыми членами определяются видом волновых функций и будут исследованы в следующей публикации. В глубоконеупругом пределе имеет место соотношение типа соотношения Каллана-Гросса.

Авторы благодарны В.Г.Кадышевскому, С.П.Кулешову, В.А.Мещерякову, А.А.Архипову, В.Н.Капшаю, А.В.Радюшкину за полезные обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, p. 380.
2. Кадышевский В.Г., Тавхелидзе А.Н. Проблемы теоретической физики /сборник, посвященный Н.Н.Боголюбову в связи с его шестидесятилетием/. "Наука", М., 1969, с. 261; Логунов А.А. и др. ТМФ, 1971, 6, с. 157; Гарсеванишвили В.Г. и др. ТМФ, 1975, 23, с. 310.
3. Faustov R.N. Proc. V Intern.Symposium on Many Particle Hadrodynamics, Eisenach and Leipzig, June 4-10, 1974, p. 769.
4. Саврин В.И. ТМФ, 1976, 29, с. 347; 1979, 39, с.48; Квинихидзе А.Н. и др. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 478; Красников Н.В., Четыркин К.Г. Препринт ИЯИ, П-0036, ИЯИ, М., 1976; Атакишиев Н.М., Мир-Касимов Р.М., Нагиев Ш.М. ОИЯИ, Р2-80-835, Дубна, 1980.
5. Kapshay V.N. et al. Nuovo Cim., 1981, 66A, p.45.
6. Savrin V.I., Skachkov N.B. Nuovo Cim., 1981, 66A, p.1.
7. Капшай В.Н. и др. ОИЯИ, Р2-81-481, Дубна, 1981.
8. Linkevich A.D., Savrin V.I., Skachkov N.B. JINR, E2-81-611, Dubna, 1981; Kapshay V.N. et al. JINR, E-82-36, Dubna, 1982.
9. Linkevich A.D., Savrin V.I., Skachkov N.B. JINR, E2-82-130, Dubna, 1982.
10. Schmidt I.A., Blankenbecler R. Phys.Rev., 1977, D16, p. 1318; Blankenbecler R. Preprint SLAC-PUB-2512, Stanford, SLAC, 1980; Frazer W.R., Gunion J.F. Phys.Rev. Lett., 1980, 45, p. 1138; Abbot L.F., Atwood W.B., Barnett R.M. Phys.Rev., 1980, D22, p. 582.
11. Газиорович С. Физика элементарных частиц. "Наука", М., 1969.
12. Бьеркен Дж.Д., Дрелл С.Д. Релятивистская квантовая теория, "Наука", т. 1, М., 1978.
13. Glaser V., Jaksic B. Nuovo Cim., 1957, 5, p. 1197; Gourdin M., Nuovo Cimento, 1963, 28, p. 533; 1965, 36, p. 12.
14. Nachtmann O. Nucl.Phys., 1974, B78, c. 455.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 апреля 1982 года.