сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-84-200

В.В.Двоеглазов, Н.Б.Скачков

КОВАРИАНТНОЕ ТРЕХМЕРНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В СОСТАВНОЙ МОДЕЛИ СПИНОРНЫХ КВАРКОВ

1984

ВВЕДЕНИЕ

Согласно кварковой модели, мезон является связанным состоянием кварка и антикварка. В случае тяжелых /c- и b-/ кварков все свойства их связанных состояний успешно описываются в рамках нерелятивистской квантовой механики. Однако для описания легких мезонов нужно использовать решения релятивистских уравнений. Такие уравнения хорошо известны. Это - релятивистское уравнение Бете-Солпитера [1], полученное в формализме Фейнмана-Дайсона, и трехмерные уравнения, которые появляются в одновременном подходе Логунова-Тавхелидзе [2,3] /см. также [4,5] /. Ковариантные трехмерные уравнения более удобны, чем четырехмерное уравнение Бете-Солпитера, поскольку существуют эффективные методы нахождения их решения посредством перехода в релятивистское конфигурационное представление, введенное в [6], или непосредственно в импульсном представлении. Кроме того, эти уравнения свободны от трудности с вероятностной интерпретацией волновой функции /ВФ/, характерной для четырехмерного формализма, в котором ВФ зависит от двух индивидуальных времен частиц.

Настоящая работа посвящена развитию предложенного ранее в [7-10] релятивистского трехмерного формализма описания связанных состояний двух фермионов-кварка и антикварка-на основе квазипотенциального подхода. Как было показано в этих статьях [7-10], использование геометрии Лобачевского позволяет представить релятивистский аппарат в импульсном представлении в виде непосредственного геометрического обобщения на пространство Лобачевского нерелятивистского евклидова формализма квантовой механики. Такой подход делает удобным переход к релятивистскому конфигурационному представлению и формулировки в нем системы парциальных уравнений для описания фермион-антифермионной системы [11,12].

Однако по ряду причин иногда более удобным бывает использование импульсного представления. В связи с этим в настоящей работе, носящей в основном технический характер, мы построим на основе изложенного в [7-10] формализма в импульсном пространстве Лобачевского систему парциальных интегральных уравнений для волновой функции /ВФ/, описывающей в импульсном представлении связанное состояние двух фермионов с полным спином $S = 1$. Отметим, что уравнение для синглетного состояния $S = 0$ было выведено ранее в работе [13]. Мы также приведем значения некоторых матричных элементов квазипотенциала, необходимых для дальнейших практических применений для описания кваркониев.

1. СИСТЕМА ПАРЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ФЕРМИОН-АНТИФЕРМИОННОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛНЫМ СПИНОМ S = 1

Ковариантная одновременная ВФ /обозначается с помощью ~ /, описывающая относительное движение в фермион-антифермионной системе, определяется через ВФ Бете-Солпитера следующим образом [1,2,14]:

$$\Psi^{\sigma_1\sigma_2}_{MK}(p_1,p_2) = -\frac{(2\pi)}{4m^2}\bar{u}_{q\alpha}(\Lambda^{-1}_{\lambda\mathcal{P}}\, p_1,\sigma_1)\, u_{q\beta}(\Lambda^{-1}_{\lambda\mathcal{P}}\, p_2,\sigma_2) \times \qquad /1.1/$$

$$\times \int d^4x\, e^{i(p_1-p_2)}\, \delta[\lambda_{\mathcal{P}} x] < 0|T\{\psi_\alpha(\frac{x}{2})\bar{\psi}_\beta(-\frac{x}{2})\}|M\vec{K};S\sigma>.$$

Здесь $\psi(x)$ и $\bar{\psi}(x)$ - полевые операторы фермиона /кварка/ и антифермиона /антикварка/ в представлении Гайзенберга, $\mathcal{P} = p_1 + p_2$,

$x = x_1 - x_2$, $\lambda^\mu_{\mathcal{P}} = \frac{\mathcal{P}^\mu}{\sqrt{\mathcal{P}^2}} = \frac{k^\mu}{M}$ - 4-вектор скорости системы, а вектор $|M\vec{K};S\sigma>$ характеризует как целое связанную систему с полной массой M, спином S, его проекцией σ и полным импульсом $\vec{K}$. Необходимо отметить, что присутствие под интегралом в /1.1/ $\delta[\lambda\mathcal{P}x]$ - функции обеспечивает в с.ц.и. совпадение индивидуальных времен фермионов $x^o_1 = x^o_2$.

Релятивистское одновременное уравнение для спиновой ВФ имеет вид [14-17]

$$2\Delta^o_{p,m\lambda\mathcal{P}}[M - 2\Delta^o_{p,m\lambda\mathcal{P}}]\tilde{\Psi}^{\sigma_1\sigma_2}_{MK}(\vec{\Delta}_{p,m\lambda\mathcal{P}}) = \qquad /1.2/$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3}\sum_{\sigma_1'\sigma_2'}\int \frac{d^3\Delta_{k,m\lambda\mathcal{P}}}{2\Delta^o_{k,m\lambda\mathcal{P}}} V^{\sigma_1\sigma_2}_{\sigma_1'\sigma_2'}(\vec{\Delta}_{p,m\lambda\mathcal{P}};\vec{\Delta}_{k,m\lambda\mathcal{P}};\mathcal{P}^2)\tilde{\Psi}^{\sigma_1'\sigma_2'}_{MK}(\vec{\Delta}_{k,m\lambda\mathcal{P}}).$$

Вектор

$$\vec{\Delta}_{p,m\lambda\mathcal{P}} \equiv \overset{o}{\vec{p}} = (\overrightarrow{\Lambda^{-1}_{\lambda\mathcal{P}}\, p_1}) = -(\overrightarrow{\Lambda^{-1}_{\lambda\mathcal{P}}\, p_2}) = -\vec{\Delta}_{p_2,m\lambda\mathcal{P}} = \qquad /1.3/$$

$$= \vec{p}_1 - \frac{\vec{\mathcal{P}}}{m}(p^o_1 - \frac{\vec{\mathcal{P}}\cdot\vec{p}_1}{\mathcal{P}^o + m})$$

является ковариантным обобщением вектора импульса первой частицы в с.ц.и. до рассеяния $(\vec{p}_1 = \vec{p}_2 = \vec{p})$ [18-19]. Аналогично определяется ковариантный импульс частиц после рассеяния $(\vec{k}_1 = -\vec{k}_2 = \vec{k})$.

$\Lambda^{-1}_{\lambda\mathcal{P}}$ - оператор чисто лоренцевского преобразования в систему покоя составной частицы, движущейся с 4 - скоростью $\lambda^\mu_{\mathcal{P}}$, так что $\Lambda_{\lambda\mathcal{P}}(M,\vec{0}) = (\mathcal{P}^o, \vec{\mathcal{P}})$. В уравнении /1.2/ импульсы всех частиц лежат на массовой поверхности $(p^2_{10} - \vec{p}^{\,2}_1 = m^2;\ p^2_{20} - \vec{p}^{\,2}_2 = m^2)$, так что временные компоненты $\Delta^\mu_{p,m\lambda\mathcal{P}}$ и $\Delta^\mu_{k,m\lambda\mathcal{P}}$ определяются уравнением массового гиперболоида:

$$(\Delta^o_{p,m\lambda\mathcal{P}})^2 - (\vec{\Delta}_{p,m\lambda\mathcal{P}})^2 = m^2,\quad (\Delta^o_{k,m\lambda\mathcal{P}})^2 - (\vec{\Delta}_{k,m\lambda\mathcal{P}})^2 = m^2. \qquad /1.4/$$

В [17,10] показано, что в спиновом случае уравнения для одновременной ВФ системы двух фермионов, полученные на основе метода Логунова-Тавхелидзе [2,3] и на основе диаграммной техники Кадышевского [16], идентичны по форме.

Квазипотенциал $V^{\sigma_1\sigma_2}_{\nu_1\nu_2}(\vec{\Delta}_{p,m\lambda\mathcal{P}};\vec{\Delta}_{k,m\lambda\mathcal{P}})$ строится в соответствии с общими правилами [2-5] построения квазипотенциала из инвариантных матричных элементов амплитуды рассеяния. В приближении обмена одной безмассовой векторной частицей /глюоном/ и во втором порядке по константе взаимодействия квазипотенциал имеет вид

$$V^{\sigma_1\sigma_2}_{(2)\nu_1\nu_2}(\vec{\Delta}_{p,m\lambda\mathcal{P}};\vec{\Delta}_{k,m\lambda\mathcal{P}}) = \{\bar{u}^{\sigma_1}(\overset{o}{p}_1)\gamma_\mu\, u^{\nu_1}(\overset{o}{k}_1)\}\times \qquad /1.5/$$

$$\times g_{\mu\nu}\{\bar{u}^{\sigma_2}(\overset{o}{p}_2)\gamma^\nu\, u^{\nu_2}(\overset{o}{k})\}V_0(q^2),$$

где

$$V_0(q^2) = \frac{g^2_v}{(p_1 - k_1)^2};\quad q_\mu = (p_1 - k_1)_\mu. \qquad /1.6/$$

Спиновые индексы σ_i и ν_i, "сидящие" каждый на своем импульсе /терминология авторов работ [18,19]/ с помощью D_c-функций Вигнера удобно "пересадить" на один импульс, например $\vec{p}(\equiv\vec{\Delta}_{p,m\lambda\mathcal{P}})$. Это было сделано в работах [7-10].

После выделения двухкомпонентных паулевских спиноров

$\xi^\sigma(\xi^{\sigma}\xi_{\sigma'} = \delta^\sigma_{\sigma'})$:

$$V^{\sigma_{1p}\sigma_{2p}}_{\nu_{1p}\nu_{2p}}(\overset{o}{\vec{k}}(-)\overset{o}{\vec{p}};\overset{o}{\vec{p}}) = \overset{*}{\xi}^{\sigma_{1p}}\overset{*}{\xi}^{\sigma_{2p}}\, V_{(2)}(\overset{o}{\vec{k}}(-)\overset{o}{\vec{p}};\overset{o}{\vec{p}})\,\xi_{\nu_{1p}}\,\xi_{\nu_{2p}}, \qquad /1.7/$$

с использованием выражения для тока [8,9]:

$$j^{\mu}_{\sigma_{\mathring{p}}\nu_{\mathring{p}}}(\mathring{\vec p},\mathring{\vec k}) = \bar u_{\sigma_{\mathring{p}}}(\mathring{\vec p})\gamma^{\mu}u_{\nu_{\mathring{p}}}(\mathring{\vec k}) = \qquad /1.8/$$

$$= \frac{2}{\sqrt{2m(\Delta_0+m)}}\times\xi^{*}_{\sigma_{\mathring{p}}}\{\mathring{p}^{\mu}(\Delta_0+m)+W^{\mu}(\mathring{p})(\vec\sigma\vec\Delta)\}\xi_{\nu_{\mathring{p}}},$$

где $W^{\mu}(p)$ - вектор релятивистского спина Паули-Любанского-Широкова [18,19], а вектор $\Delta^{\mu}=(\Lambda^{-1}_{\mathring{p}}\mathring{k})$, пространственную компоненту которого

$$\vec\Delta = \overrightarrow{(\Lambda^{-1}_{\mathring{p}}\mathring{k})} = \mathring{\vec k} - \frac{\mathring{\vec p}}{m}\left(\mathring{k}_0 - \frac{\mathring{\vec k}\mathring{\vec p}}{\mathring{p}_0+m}\right) \equiv \mathring{\vec k}(-)\mathring{\vec p}, \qquad /1.9/$$

$$\Delta_0 = (\Lambda^{-1}_{\mathring{p}}\mathring{k})_0 = (\mathring{k}_0\mathring{p}_0 - \mathring{\vec k}\mathring{\vec p})/m \qquad /1.10/$$

можно рассматривать как передачу импульса в пространстве Лобачевского [8], получаем выражение для квазипотенциала /1.5/:

$$V_{(2)}(\mathring{\vec k}(-)\mathring{\vec p};\mathring{\vec p}) = -g_v^2\frac{2m}{\Delta_0-m} - g_v^2\frac{(\vec\sigma_1\vec\Delta)(\vec\sigma_2\vec\Delta)-(\vec\sigma_1\vec\sigma_2)\vec\Delta^2}{\vec\Delta^2} - \qquad /1.11/$$

$$- g_v^2\frac{2i(\vec\sigma_1+\vec\sigma_2)[\mathring{\vec p}\vec\Delta]}{m^2}\left[\frac{\mathring{p}_0}{\Delta_0-m}+\frac{(\mathring{\vec p}\vec\Delta)}{\vec\Delta^2}\right] - g_v^2\frac{2}{m^2}\,\frac{\mathring{p}^2(\Delta_0+m)+2\mathring{p}_0(\mathring{\vec p}\vec\Delta)-2m^3}{\vec\Delta_0-m} -$$

$$- g_v^2\frac{2\mathring{\vec p}}{m^2} - g_v^2\frac{\{i(\vec\sigma+\vec\sigma)[\mathring{\vec p}\vec\Delta]\}^2}{m^2\vec\Delta^2}.$$

Отметим, что этот результат инвариантен относительно калибровочных преобразований в /1.5/:

$$D_{\mu\nu} \to D_{\mu\nu} + \chi_{\mu}q_{\nu} + \chi_{\nu}q_{\mu}, \qquad /1.12/$$

где $D_{\mu\nu}$ - функция распространения векторного бозона, χ_{μ} - любые функции $\vec q$ и q_0. Это ясно из того факта, что второе и третье слагаемые /1.12/ обращаются в ноль при свертке с током /1.8/:

$$q_{\mu}j^{\mu}_{\sigma_{\mathring{p}}\nu_{\mathring{p}}}(\mathring{\vec p},\mathring{\vec k}) = 0. \qquad /1.13/$$

Легко видеть, что первый, второй, часть третьего и четвертый члены в /1.11/ являются прямым геометрическим релятивистским обобщением квазирелятивистского квантово-механического потенциала Брейта-Ферми.

После "пересадки" в уравнении /1.2/ поляризационных индексов ВФ на один импульс $\mathring{p}$ /это соответствует переходу к квантованию

спинов на одну и ту же ось, направленную вдоль вектора $\mathring{\vec p}$/, мы можем провести ковариантным образом сложение спинов [10,18,19]. Таким образом, мы приходим к ВФ и квазипотенциалу, которые характеризуются суммарным спином S и его проекцией $\sigma_{\mathring{p}}$:

$$\tilde\Psi_{S\sigma_{\mathring{p}}}(\mathring{\vec p}) = \sum_{\sigma_{1\mathring{p}},\sigma_{2\mathring{p}}=\pm 1/2}\left<\tfrac12\,\tfrac12\,\sigma_{1\mathring{p}}\,\sigma_{2\mathring{p}}\,|S\sigma_{\mathring{p}}\right>\tilde\Psi_{\sigma_{1\mathring{p}}\sigma_{2\mathring{p}}}(\mathring{\vec p}), \qquad /1.14/$$

$$V^{S\sigma_{\mathring{p}}}_{S'\nu_{\mathring{p}}}(\mathring{\vec k}(-)\mathring{\vec p};\mathring{\vec p}) = \sum_{\sigma_{1\mathring{p}}\sigma_{2\mathring{p}}=\pm 1/2}\;\sum_{\nu_{1\mathring{p}}\nu_{2\mathring{p}}=\pm 1/2}\left<\tfrac12\,\tfrac12\,\sigma_{1\mathring{p}}\,\sigma_{2\mathring{p}}\,|S\sigma_{\mathring{p}}\right>\times$$

$$\times V^{\sigma_{1\mathring{p}}\sigma_{2\mathring{p}}}_{\nu_{1\mathring{p}}\nu_{2\mathring{p}}}(\mathring{\vec k}(-)\mathring{\vec p};\mathring{\vec p})\left<\tfrac12\,\tfrac12\,\nu_{1\mathring{p}}\,\nu_{2\mathring{p}}\,|S'\nu_{\mathring{p}}\right>. \qquad /1.15/$$

Для состояния с полным спином S = 1 находим, что соответствующие ВФ имеют вид

$$\tilde\Psi_{10}(\mathring{\vec p}) = \frac{1}{\sqrt2}\{\tilde\Psi_{1/2\mathring{p},-1/2\mathring{p}}(\mathring{\vec p}) + \tilde\Psi_{-1/2\mathring{p},1/2\mathring{p}}(\mathring{\vec p})\}, \qquad /1.16/$$

$$\tilde\Psi_{1,-1}(\mathring{\vec p}) = \tilde\Psi_{1/2\mathring{p},-1/2\mathring{p}}(\mathring{\vec p}), \qquad /1.17/$$

$$\tilde\Psi_{11}(\mathring{\vec p}) = \tilde\Psi_{1/2\mathring{p},1/2\mathring{p}}(\mathring{\vec p}). \qquad /1.18/$$

В случае диагонального по полному спину взаимодействия S = S′ = 1 уравнение /1.2/ принимает следующую форму:

$$2\Delta_{\mathring{p},m\lambda_{\varphi}}(M-2\Delta_{\mathring{p},m\lambda_{\varphi}})\Psi^{\sigma_{\mathring{p}}}(\mathring{\vec p}) = \qquad /1.19/$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3}\sum_{\nu_{\mathring{p}}}\int\frac{d^3\vec\Delta_{k,m\lambda_{\varphi}}}{2\Delta_{\mathring{k},m\lambda_{\varphi}}}V^{1\sigma_{\mathring{p}}}_{1\nu_{\mathring{p}}}(\vec\Delta_{k,m\lambda_{\varphi}}(-)\vec\Delta_{p,m\lambda_{\varphi}},\vec\Delta_{p,m\lambda_{\varphi}})\Psi^{\nu_{\mathring{p}}}(\vec\Delta_{k,m\lambda_{\varphi}}).$$

Простые вычисления дают следующие результаты для компонент квазипотенциала $V^{1\sigma_{\mathring{p}}}_{1\nu_{\mathring{p}}}(\mathring{\vec k}(-)\mathring{\vec p};\mathring{\vec p})$:

$$V^{10}_{10} = -g_V^2\frac{2m}{\Delta_0-m} - \frac{2g_V^2}{m^2}\,\frac{\mathring{p}_0^2(\Delta_0+m)+2\mathring{p}_0(\mathring{\vec p}\vec\Delta)-2m^3}{\Delta_0-m} - g_V^2\frac{2\mathring{\vec p}^{\,2}}{m^2} + 2g_V^2\frac{\Delta_3^2}{\vec\Delta^2} - \tag{1.20}$$

$$- g_V^2\frac{4(\eta_1^2+\eta_2^2)}{m^2\vec\Delta^2}, \quad (\vec\eta \equiv [\mathring{\vec p}\times\vec\Delta]),$$

$$V^{11}_{10} = -g_V^2\sqrt2\,\frac{\Delta_1\Delta_3+i\Delta_2\Delta_3}{\vec\Delta^2} - g_V^2\Big(\frac{2\sqrt2\, i\mathring{p}_0}{m^2(\Delta_0-m)} + \frac{2\sqrt2\, i(\mathring{\vec p}\vec\Delta)}{m^2\vec\Delta^2}\Big)\times \tag{1.21}$$

$$\times(\eta_1+i\eta_2) + \frac{g_V^2\sqrt2}{m^2}\cdot\frac{2\eta_3(\eta_1+i\eta_2)}{\vec\Delta^2},$$

$$V^{1-1}_{10} = g_V^2\sqrt2\,\frac{\Delta_1\Delta_2-i\Delta_2\Delta_3}{\vec\Delta^2} - g_V^2\Big(\frac{2\sqrt2\, i\mathring{p}_0}{m^2(\Delta_0-m)} + \frac{2\sqrt2\, i(\mathring{\vec p}\vec\Delta)}{m^2\vec\Delta^2}\Big)\times \tag{1.22}$$

$$\times(\eta_1-i\eta_2) + \frac{2g_V^2\sqrt2}{m^2}\cdot\frac{2\eta_3(\eta_1-i\eta_2)}{\vec\Delta^2},$$

$$V^{1,-1}_{1,0} = -g_V^2\sqrt2\,\frac{-\Delta_1\Delta_3+i\Delta_2\Delta_3}{\vec\Delta^2} - g_V^2\Big(\frac{2\sqrt2\, i\mathring{p}_0}{m^2(\Delta_0-m)} + \frac{2\sqrt2\, i(\mathring{\vec p}\vec\Delta)}{m^2\vec\Delta^2}\Big)\times \tag{1.23}$$

$$\times(\eta_1-i\eta_2) - \frac{g_V^2\sqrt2}{m^2}\cdot\frac{2\eta_3(\eta_1-i\eta_2)}{\vec\Delta^2},$$

$$V^{1,1}_{1,-1} = -g_V^2\frac{\Delta_1^2-\Delta_2^2+2i\Delta_1\Delta_2}{\vec\Delta^2} - \tag{1.24}$$

$$+\frac{g_V^2}{m^2}\cdot\frac{2(\eta_1^2-\eta_2^2+2i\eta_1\eta_2)}{\vec\Delta^2},$$

$$V^{11}_{11} = -g_V^2\frac{2m}{\Delta_0-m} - \frac{2g_V^2}{m^2}\,\frac{\mathring{p}_0^2(\Delta_0+m)+2\mathring{p}_0(\mathring{\vec p}\vec\Delta)-2m^3}{\Delta_0-m} - g_V^2\frac{2\mathring{\vec p}^{\,2}}{m^2} + \tag{1.25}$$

$$+g_V^2\frac{\Delta_1^2+\Delta_2^2}{\vec\Delta^2} - g_V^2\Big(\frac{4i\mathring{p}_0}{m^2(\Delta_0-m)} + \frac{4i(\mathring{\vec p}\vec\Delta)}{m^2\vec\Delta^2}\Big)\eta_3 + g_V^2\frac{2}{m^2}\,\frac{(\vec\eta^2+\eta_3^2)}{\vec\Delta^2},$$

$$V^{1,-1}_{1,1} = -g_V^2\frac{\Delta_1^2-\Delta_2^2-2i\Delta_1\Delta_2}{\vec\Delta^2} - \tag{1.26}$$

$$+g_V^2\frac{2(\eta_1^2-\eta_2^2-2i\eta_1\eta_2)}{m^2\vec\Delta^2},$$

$$V^{1,-1}_{1,-1} = -g_V^2\frac{2m}{\Delta_0-m} - \frac{2g_V^2}{m^2}\,\frac{\mathring{p}_0^2(\Delta_0+m)+2\mathring{p}_0(\mathring{\vec p}\vec\Delta)-2m^3}{\Delta_0-m} + g_V^2\frac{2\mathring{\vec p}^{\,2}}{m^2} + \tag{1.27}$$

$$+g_V^2\frac{\Delta_1^2+\Delta_2^2}{\vec\Delta^2} + g_V^2\Big(\frac{4i\mathring{p}_0}{m^2(\Delta_0-m)} + \frac{4i(\mathring{\vec p}\vec\Delta)}{m^2\vec\Delta^2}\Big)\eta_3 + g_V^2\frac{2}{m^2}\,\frac{\vec\eta^2+\eta_3^2}{\vec\Delta^2},$$

$$V^{10}_{1,-1} = g_V^2\frac{\sqrt2(\Delta_1+i\Delta_2)\Delta_3}{\vec\Delta^2} + g_V^2\Big(\frac{2\sqrt2\, i\mathring{p}_0}{m^2(\Delta_0-m)} + \frac{2\sqrt2\, i(\mathring{\vec p}\vec\Delta)}{m^2\vec\Delta^2}\Big)\times \tag{1.28}$$

$$\times(-\eta_1-i\eta_2) - g_V^2\frac{\sqrt2}{m^2}\cdot\frac{2\eta_3(\eta_1+i\eta_2)}{\vec\Delta^2}.$$

Совершим теперь в уравнении /1.19/ разложение ВФ и квазипотенциала по шаровым тензорам:

$$\tilde{\Psi}_q(\overset{\circ}{\vec p})_{S\sigma_{\overset{\circ}{p}}} = \frac{1}{p}\sum_{JM}\tilde{\Psi}_{qJ\ell}(p)\{\Omega^{(S)}_{J\ell M}(\vec n_{\overset{\circ}{p}})\}_{\sigma_{\overset{\circ}{p}}}\ , \qquad /1.29/$$

$$V^{S\sigma_{\overset{\circ}{p}}}_{S'\nu_{\overset{\circ}{p}}}(\overset{\circ}{\vec k}(-)\overset{\circ}{\vec p};\overset{\circ}{\vec p}) = \sum_{J\ell\ell' M}\{\Omega^{(S)}_{J\ell M}(\vec n_{\overset{\circ}{p}})\}^{\sigma_{\overset{\circ}{p}}} V^J_{\ell\ell'}(k,p)\times\{\overset{*}{\Omega}{}^{(S)}_{J\ell' M}(\vec n_{\overset{\circ}{k}})\}_{\nu_{\overset{\circ}{p}}}\ . \qquad /1.30/$$

Здесь $p = |\overset{\circ}{\vec p}|$, $k = |\overset{\circ}{\vec k}|$.

В результате подстановки /1.30/ и /1.29/ в /1.2/ приходим к следующему уравнению:

$$2\overset{\circ}{p}_0(M-2\overset{\circ}{p}_0)\frac{1}{p}\tilde{\Psi}_{qJ\ell}(p) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int_0^\infty \frac{kdk}{2\overset{\circ}{k}_0}\sum_{\ell'} V^J_{\ell\ell'}(k,p)\tilde{\Psi}_{qJ\ell'}(k)\ . \qquad /1.31/$$

В случае, когда полный спин системы S равен 1, /1.30/ дает систему трех парциальных уравнений для трех различных значений ℓ:

$$\ell = J+1: \quad 2\overset{\circ}{p}_0(M-2\overset{\circ}{p}_0)\frac{1}{p}\tilde{\Psi}_{q_{J,J+1}}(p) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int_0^\infty \frac{kdk}{2k_0}\times \qquad /1.32/$$

$$\times(V^J_{J+1,J+1}\tilde{\Psi}_{q_{J,J+1}}(k) + V^J_{J+1,J}\tilde{\Psi}_{q_{JJ}}(k) + V^J_{J+1,J-1}\tilde{\Psi}_{q_{J,J-1}}(k));$$

$$\ell = J: \quad 2\overset{\circ}{p}_0(M-2\overset{\circ}{p}_0)\frac{1}{p}\tilde{\Psi}_{q_{J,J}}(p) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int_0^\infty \frac{kdk}{2\overset{\circ}{k}_0}\times$$

$$\times(V^J_{J,J+1}\tilde{\Psi}_{q_{J,J+1}}(k) + V^J_{J,J}\tilde{\Psi}_{q_{J,J}}(k) + V^J_{J,J-1}\tilde{\Psi}_{q_{J,J-1}}(k));$$

/1.33/

$$\ell = J-1: \quad 2\overset{\circ}{p}_0(M-2\overset{\circ}{p}_0)\frac{1}{p}\tilde{\Psi}_{q_{J,J-1}}(p) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int_0^\infty \frac{kdk}{2\overset{\circ}{k}_0}\times$$

$$\times(V^J_{J-1,J+1}\tilde{\Psi}_{q_{J,J+1}}(k) + V^J_{J-1,J}\tilde{\Psi}_{q_{J,J}}(k) + V^J_{J-1,J-1}\tilde{\Psi}_{J,J-1}(k)).$$

Как видно из /1.32/-/1.33/, нашей очередной задачей является вычисление матричных элементов квазипотенциала $V^J_{\ell\ell'}$, входящих в полученную систему уравнений. Для будущих практических применений нам достаточно ограничиться значениями $\ell,\ell'\le 2$.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КВАЗИПОТЕНЦИАЛА $V^J_{\ell\ell'}(k,p;E_q)$

Для изучаемой нами связанной системы фермионов с полным спином $S=1$ мы будем интересоваться лишь состояниями с $J=1$ и $J=0$.

Рассмотрим вначале состояние с $J=1$. Исходя из общей формулы для коэффициента разложения $V^J_{\ell\ell'}(k,p;E_q)$, диагонального по полному спину квазипотенциала $S=S'=1$,

$$V^J_{\ell\ell'}(k,p;E_q) = \sum_{M\sigma,\sigma'}\int_0^\pi \sin\theta_p d\theta_p\int_0^{2\pi} d\phi_p\int_0^\pi \sin\theta_k d\theta_k\times \qquad /2.1/$$

$$\times\int_0^{2\pi} d\phi_k\{\Omega^{(S)}_{J\ell M}(\vec n_p)\}^{\sigma} V^{S\sigma'}_{S\sigma}(\vec k(-)\vec p;\vec p;E_q)\{\Omega^{(S)}_{J\ell' M}(\vec n_k)\}_{\sigma'}\ ,$$

находим, используя определение шарового спинора

$$\{\Omega^S_{J\ell M}(\vec n)\}_\sigma = \sum_n \langle \ell S;m\sigma|JM\rangle Y_{\ell m}(\theta,\phi)\ , \qquad /2.2/$$

выражения для интересующих нас коэффициентов:

$$V^1_{00}(k,p;E_q) = \frac{1}{4\pi}\int_0^\pi \sin\theta_p d\theta_p\int_0^{2\pi} d\phi_p\int_0^\pi \sin\theta_k d\theta_k\int_0^{2\pi} d\phi_k\sum_\sigma V^{1\sigma}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p,\vec p;E_q)\ , \qquad /2.3/$$

$$V^1_{01}(k,p;E_q) = \frac{\sqrt3}{4\pi}\int_0^\pi \sin\theta_p d\theta_p\int_0^{2\pi} d\phi_p\int_0^\pi \sin\theta_k d\theta_k\int_0^{2\pi} d\phi_k\sum_\sigma V^{1\sigma}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p,\vec p;E_q)\times \qquad /2.4/$$

$$\times\langle 110\sigma|1\sigma\rangle\ ,$$

$$V^1_{02}(k,p;E_q) = \frac{\sqrt5}{4\pi}\int_0^\pi \sin\theta_p d\theta\int_0^{2\pi} d\phi_p\int_0^\pi \sin\theta_k d\theta_k\int_0^{2\pi} d\phi_k\sum_\sigma V^{1\sigma}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p,\vec p;E_q)\times \qquad /2.5/$$

$$\times\langle 210\sigma|1\sigma\rangle\ , \qquad /2.6/$$

$$V^1_{10}(k,p;E_q) = V^1_{01}(k,p;E_q)\ ,$$

$$V^1_{11}(k,p;E_q) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \int_0^\pi \sin\theta_p\, d\theta_p \int_0^{2\pi} d\phi_p \int_0^\pi \sin\theta_k\, d\theta_k \int_0^{2\pi} d\phi_k \sum_{\sigma\sigma'} \langle 110\sigma|1\sigma\rangle \times$$

$$\times V^{1\sigma'}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p,\vec p;E_q)\langle 11\sigma-\sigma'\sigma'|1\sigma\rangle Y_{1,\sigma,-\sigma'}(\theta,0), \qquad /2.7/$$

$$V^1_{12}(k,p;E_q) = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \int_0^\pi \sin\theta_p\, d\theta_p \int_0^{2\pi} d\phi_p \int_0^\pi \sin\theta_k\, d\theta_k \int_0^{2\pi} d\phi_k \sum_{\sigma,\sigma'} \langle 210\sigma|1\sigma\rangle \times$$

$$\times V^{1\sigma'}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p,\vec p;E_q)\langle 11\sigma-\sigma'\sigma'|1\sigma\rangle Y_{1,\sigma-\sigma'}(\theta,0), \qquad /2.8/$$

$$V^1_{20}(k,p;E_q) = V^1_{02}(k,p;E_q),$$

$$V^1_{21}(k,p;E_q) = V^1_{12}(k,p;E_q), \qquad /2.9/$$

$$V^1_{22}(k,p;E_q) = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \int_0^\pi \sin\theta_p\, d\theta_p \int_0^{2\pi} d\phi_p \int_0^\pi \sin\theta_k\, d\theta_k \int_0^{2\pi} d\phi_k \sum_{\sigma,\sigma'} \langle 210\sigma|1\sigma\rangle \times \qquad /2.10/$$

$$\times V^{1\sigma'}_{1\sigma}(k(-)p,p;E_p)\langle 21\sigma-\sigma'\sigma'|1\sigma\rangle Y_{2,\sigma-\sigma'}(\theta,0), \qquad /2.11/$$

$$V^1_{\ell\ell'}(k,p;E_q) = 0, \qquad \ell,\ell' > 2. \qquad /2.12/$$

В /2.3/-/2.12/ мы использовали свойство инвариантности выражения /2.1/ относительно выбора системы координат и пользовались тем, что при выборе вектора $\vec k$ вдоль оси z

$$\{\Omega^{(S')}_{\ell' M}(\vec n_k)\}_{\sigma'} = \langle \ell' S' 0\sigma'|JM\rangle \left(\frac{2\ell'+1}{4\pi}\right)^{1/2}. \qquad /2.13/$$

Равенство /2.12/ имеет место в силу свойств коэффициентов Клебша-Гордона /$\ell = |J-S|$, ... $J+S$ при $J=1$, $S=1$/. Используя /1.20/-/1.28/, нетрудно получить следующие результаты:

$$\sum_\sigma V^{1\sigma}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p;\vec p;E_q) = 6g_V^2\left(m^2-\frac{2p_0k_0}{m}\right)\frac{1}{\Delta^0-m} + 8g_V^2 + 8g_V^2\frac{\vec\eta^2}{m^2\vec\Delta^2}; \qquad /2.14/$$

$$\sum_\sigma V^{1\sigma}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p,\vec p;E_q)\langle 110\sigma|1\sigma\rangle = 0, \qquad /2.15/$$

$$\sum_\sigma V^{1\sigma}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p;\vec p;E_q)\langle 210\sigma|1\sigma\rangle = \frac{1}{\sqrt{10}}[V^{11}_{11}+V^{1,-1}_{1,-1}-2V^{10}_{10}] = \qquad /2.16/$$

$$= \frac{2g_V^2}{\sqrt{10}}\left(-2-\frac{2\eta_2^2}{m^2\vec\Delta^2}+\frac{3\Delta_1^2}{\vec\Delta^2}\right),$$

$$\sum_{\sigma,\sigma'}\langle 110\sigma|1\sigma\rangle V^{1\sigma'}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p,\vec p;E_q)\cdot\langle 11,\sigma-\sigma',\sigma'|1\sigma\rangle Y_{1,\sigma-\sigma'}(\theta,0) = \qquad /2.17/$$

$$= \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\, g_V^2\left\{\left[\frac{2m}{\Delta_0-m}+2-\frac{4p_0k_0}{m(\Delta_0-m)}+\frac{\Delta_1^2}{\vec\Delta^2}+\frac{2\eta_2^2}{m^2\vec\Delta^2}\right]\cos\theta\, +\right.$$

$$\left. + \left[\frac{\Delta_1\Delta_3}{\vec\Delta^2}+2\left(\frac{p_0}{m^2(\Delta_0-m)}+\frac{(\vec p\vec\Delta)}{m^2\vec\Delta^2}\right)\eta_2\right]\sin\theta\right\},$$

$$\sum_{\sigma,\sigma'}\langle 210\sigma|1\sigma\rangle V^{1\sigma'}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p,\vec p;E_q)\langle 11,\sigma-\sigma'\sigma'|1\sigma\rangle Y_{1,\sigma-\sigma'}(\theta,0) = \qquad /2.18/$$

$$= \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\,\frac{1}{\sqrt5}\,g_V^2\cdot\frac{\eta_1^2}{m^2\vec\Delta^2}\sin\theta,$$

$$\frac{\sqrt5}{\sqrt{4\pi}}\sum_{\sigma\sigma'}\langle 210\sigma|1\sigma\rangle V^{1\sigma'}_{1\sigma}(\vec k(-)\vec p,\vec p;E_q)\langle 21;\sigma-\sigma'\sigma|1\sigma\rangle Y_{2,\sigma-\sigma'}(\theta,0) = \qquad /2.19/$$

$$= \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\,\frac{g_V^2}{5}\left\{\left[\frac{3m}{\Delta_0-m}+5-\frac{6p_0k_0}{m(\Delta_0-m)}-\frac{3\Delta_1^2}{2\vec\Delta^2}+\frac{5\eta_2^2}{m^2\vec\Delta^2}\right](3\cos^2\theta-1)\, -\right.$$

$$-\left[\frac{\Delta_1\Delta_3}{\vec\Delta^2}-6\left(\frac{p_0}{m^2(\Delta_0-m)}+\frac{(\vec p\vec\Delta)}{m^2\vec\Delta^2}\right)\eta_2\right]3\sin\theta\cos\theta\, -$$

$$\left. -\left[\frac{\Delta_1^2}{\vec\Delta^2}+\frac{2}{m^2}\frac{\eta_2^2}{\vec\Delta^2}\right]3\sin^2\theta\right\}.$$

Эти соотношения позволяют после довольно громоздких вычислений получить искомые выражения для $V^{J=1}_{\ell\ell'}$:

$$V^1_{00}(k,p;E_q) = -4\pi g_V^2\left[(4A+3G)\ln\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + 4B\ln\frac{\gamma'+1}{\gamma'-1}\right], \qquad /2.20/$$

$$V^1_{01}(k,p;E_q) = V^1_{10}(k,p;E_q) = 0, \qquad /2.21/$$

$$V^1_{02}(k,p;E_q) = V^1_{20}(k,p;E_q) = \frac{4\pi}{\sqrt{2}} g_V^2\left[c_1 A\ln\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + c_2 B\ln\frac{\gamma'+1}{\gamma'-1} + c_3\right], \qquad /2.22/$$

$$V^1_{11}(k,p;E_q) = 6\pi g_V^2\left[c_4 A\ln\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + c_5 B\ln\frac{\gamma'+1}{\gamma'-1} - 2\gamma G\ln\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + c_6 + 4G\right], \qquad /2.23/$$

$$V^1_{12}(k,p;E_q) = V^1_{21}(k,p;E_q) = 0, \qquad /2.24/$$

$$V^1_{22}(k,p;E_q) = 2\pi g_V^2\left[c_7 A\ln\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + c_8 B\ln\frac{\gamma'+1}{\gamma'-1} + 3G(1-3\gamma^2)\ln\left|\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right| + \right. \qquad /2.25/$$

$$\left. + c_9 + 18G\gamma\right].$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\gamma = \frac{k_0p_0 - m^2}{kp}; \quad \gamma' = \frac{k_0p_0 + m^2}{kp}; \qquad /2.26/$$

$$A = \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma' - \gamma}; \quad B = \frac{\gamma'^2 - 1}{\gamma - \gamma'}; \quad G = \frac{2k_0p_0 - m^2}{kp}, \qquad /2.27/$$

$$D(x,y,z) = \frac{m^2}{p^2}x - \frac{2mk_0}{kp}y + \frac{2m}{m+p_0}z, \qquad /2.28/$$

$$E(x,y) = \frac{mk_0}{kp}x - \frac{m}{m+p_0}y, \qquad /2.29/$$

$$F(x,y) = -\frac{2p_0}{m}x + \frac{2k_0p}{mk}y, \qquad /2.30/$$

которые входят в комбинации c_i $(i = 1,2,\ldots,11)$ следующим образом:

$$c_1 = 2 + 3D(1,\gamma,\gamma^2), \qquad /2.31/$$

$$c_2 = 2 + 3D(1,\gamma',\gamma'^2), \qquad /2.32/$$

$$c_3 = 4 + 6D(1,\alpha_1,\alpha_2), \qquad /2.33/$$

$$c_4 = 2\gamma D(1,\gamma,\gamma^2) - 2\gamma + E(1,\gamma) + F(1+\gamma-\gamma^2,1), \qquad /2.34/$$

$$c_5 = 2\gamma' D(1,\gamma',\gamma'^2) - 2\gamma' + E(1,\gamma') + F(\gamma',1), \qquad /2.35/$$

$$c_6 = 4D(\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3) + 2E(1,\alpha_1) + 2F(-\gamma+\alpha_1,1), \qquad /2.36/$$

$$c_7 = -\frac{3}{2}(1+3\gamma^2)D(1,\gamma,\gamma^2) + 11 - 21\gamma^2 - 3\gamma E(1,\gamma) + 9\gamma F(1+\gamma-\gamma^2,1), \qquad /2.37/$$

$$c_8 = -\frac{3}{2}(1+3\gamma'^2)D(1,\gamma',\gamma'^2) + 11 - 21\gamma'^2 - 3\gamma' E(1,\gamma') + 9\gamma' F(\gamma',1), \qquad /2.38/$$

$$c_9 = -9D(\alpha_2,\alpha_3,\alpha_4) - 3D(1,\alpha_1,\alpha_2) + 22 - 42\alpha_2 - 6E(\alpha_1,\alpha_2) + \qquad /2.39/$$

$$+ 18F\left(\alpha_2 + \frac{2}{3} - \gamma, \alpha_1\right),$$

$$\alpha_1 = -A - B, \qquad /2.40/$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{3} - \gamma A - \gamma' A, \qquad /2.41/$$

$$\alpha_3 = -\frac{1}{3}A - \frac{1}{3}B - \gamma^2 A - (\gamma')^2 B, \qquad /2.42/$$

$$\alpha_4 = \frac{1}{5} - \frac{1}{3}\gamma A - \frac{1}{3}\gamma' B - \gamma^3 A - (\gamma')^3 B. \qquad /2.43/$$

Обратимся теперь к вычислению коэффициента

$$V^{J=0}_{\ell\ell'}(k,p;E_q) \equiv V^0_{\ell\ell'}(k,p;E_q).$$

В этом случае имеется лишь один отличный от нуля коэффициент

$$V^0_{11}(k,p;E_q) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{\sigma,\sigma'} \int d\cos\theta_p\, d\phi_p \int d\cos\theta_k\, d\phi_k \times \qquad /2.44/$$

$$\times \langle 110\sigma|0\sigma\rangle V^{1\sigma'}_{1\sigma}(\vec{k}(-)\vec{p};\vec{p};E_q)\langle 11,\sigma-\sigma'\sigma'|0\sigma\rangle \cdot Y_{1,\sigma-\sigma'}(\theta,0).$$

Все остальные коэффициенты $V^{\circ}_{\ell\ell'}(k,p;E_q)$ при $\ell,\ell' \neq 1$ равны нулю:

$$V^{\circ}_{\ell\ell'}(\vec{k},p;E_q) = 0, \qquad /2.45/$$

что очевидно из следующего факта: $\ell = |J-S|, \ldots J+S$.

Выражение /2.45/ сводится к одномерному интегралу

$$V^{\circ}_{11}(k,p;E_q) = 2\pi g^2_V \int_{-1}^{1} d\cos\theta \, \{ \frac{2m}{\Delta_0 - m} + 4 - \frac{4p_0 k_0}{m(\Delta_0 - m)} - \frac{2\Delta_1^2}{\vec{\Delta}^2} + \frac{4\eta_2^2}{\vec{\Delta}^2} \} \cos\theta \; - \qquad /2.46/$$

$$- \{ 2\frac{\Delta_1 \Delta_3}{\vec{\Delta}^2} - \frac{4}{m^2} \quad (\frac{p_0}{\Delta_0 - m} + \frac{(\vec{p}\vec{\Delta})}{\vec{\Delta}^2}) \eta_2 \} \sin\theta \, ,$$

вычисление которого нам дает искомый результат

$$V^{\circ}_{11}(k,p,E_q) = 2\pi g^2_v \{ c_{10} \, A \ln\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + c_{11} \, B \ln\frac{\gamma'+1}{\gamma'-1} + c_{12} \; -$$

$$- 2c\gamma \ln\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + 4c \} \, ,$$

$$c_{10} = -4\gamma D(1,\gamma,\gamma^2) - 4\gamma - 2E(1,\gamma) - 2F(1+\gamma-\gamma^2, 1) \, ,$$

$$c_{11} = -4\gamma' D(1,\gamma',\gamma'^2) - 4\gamma' - 2E(1,\gamma') - 2F(\gamma', 1) \, ,$$

$$c_{12} = -8D(a_1, a_2, a_3) - 4E(1,a_1) - 4F(a_1 - \gamma, 1) \, .$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Salpeter E.E., Bethe H.A. Phys.Rev., 1951, vol. 84, No. 6, p. 1232-1248.
2. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cimento, 1963, vol. 29, No. 2, p. 380-400.
3. Логунов А.А. и др. ТМФ, 1971, т. 6, №2, с. 157-165.
4. Kadyshevsky V.G. Nucl.Phys., 1968, vol. B6, No. 12, p. 125-148.
5. Кадышевский В.Г., Тавхелидзе А.Н. В сб.: "Проблемы теоретической физики" /сборник, посвященный 60-летию Н.Н.Боголюбова/, "Наука", М., 1969, с. 261.
6. Kadyshevsky V.G., Mir-Kasimov R.M., Skachkov N.B. Nuovo Cim., 1968, vol. 55A, No. 2, p. 233-257; ЭЧАЯ, 1972, т. 3, № 2, с. 635-678.

7. Skachkov N.B. JINR, E2-7159; Dubna, 1973.
8. Skachkov N.B. JINR, E2-7333, Dubna, 1973.
9. Скачков Н.Б. ТМФ, 1975, т. 22, № 2, с. 213-222.
10. Skachkov N.B. JINR, E2-81-294, E2-81-308, E2-81-399, Dubna, 1981.
11. Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, вып. 1, с. 5.
12. Сидоров А.В., Скачков Н.Б. ТМФ, 1981, т. 46, №2, с. 213-224.
13. Саврин В.И., Скачков Н.Б., Тюменков Г.Ю. ТМФ, 1983, т. 54, № 2, с. 173-182.
14. Matveev V.A., Muradyan R.M. Tavkhelidze A.N. JINR, E2-3498, Dubna, 1967.
15. Faustov R.N., Annals of Physics, 1973, vol. 78, No. 1, p. 176-189.
16. Kadyshevsky V.G., Matveev M.D. Nuovo Cimento, 1968, vol.55A, No. 2, p. 275-300.
17. Kvinikhidze A.N., Stoyanov D.Ts. JINR, E2-5746, Dubna, 1971.
18. Широков Ю.М. ЖЭТФ, 1958, т. 34, № 4, с. 1005-1013.
19. Широков Ю.М. ЖЭТФ, 1951, т. 21, №6, с. 746-760; Чешков А.А., Широков Ю.М. ЖЭТФ, 1963, т. 44, № 6, с. 1962-1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 апреля 1984 года.

Двоеглазов В.В., Скачков Н.Б.

Р2-84-200

Ковариантное трехмерное уравнение для волновой функции векторных мезонов в составной модели спинорных кварков

Настоящая работа посвящена описанию составных векторных мезонов в рамках релятивистской кварковой модели. Целью работы является нахождение трехмерного ковариантного уравнения для описания векторного мезона как объекта, составленного из двух спинорных кварков. Для этого применяется квазипотенциальный метод одновременного описания связанных состояний в квантовой теории поля. В результате нами найден вид трехмерного квазипотенциала однофотонного обмена, описывающий взаимодействие в состоянии с полным спином $S = 1$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов.

Dvoeglazov V.V., Skachkov N.B.

P2-84-200

Three-Dimensional Covariant Equation for Wave Function of Vector Mesons in a Composite Model of Spinor Quarks

Composite mesons in a relativistic quark model are described. The aim of the work is to find a three-dimensional covariant equation for describing a vector meson as the object composed of two spinor quarks. For this purpose a quasipotential method of instanteneous description of bound states in quantum field theory is applied. As a result a form of three-dimensional quasipotential of a one-photon exchange is found for the system with total spin $S = 1$.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984