сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-89-435

В.И.Кикоть, А.Д.Линкевич*, Н.Б.Скачков

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ КВАЗИПОТЕНЦИАЛ ОДНОГЛЮОННОГО ОБМЕНА С БЕГУЩЕЙ КОНСТАНТОЙ СВЯЗИ

* Новополоцкий политехнический институт

1989

§ I. Введение

Общепризнанное представление об адронах и ядрах как о связанных состояниях кварков и нуклонов приводит к тому, что для описания свойств адронов и ядер (спектров масс, ширин распадов, формфакторов, структурных функций, сечений) в дополнение к пертурбативному подходу в теоретико-полевых моделях (таких,как квантовая хромодинамика (КХД)) необходимо использовать уравнения для волновых функций (ВФ) составных систем. В последние годы с этой целью (как для задач физики адронов, так и для все более широкого круга задач ядерной физики) получают распространение трехмерные релятивистские подходы, базирующиеся на квантовой теории поля (см. /I-9/ и др.).

Однако несмотря на довольно значительное число работ в этом направлении ряд вопросов, связанных с получением и исследованием ковариантных уравнений для ВФ, остается недостаточно исследованным. Определенный шаг в построении последовательной самосогласованной процедуры одновременной редукции четырехмерного формализма Бете-Солпитера, обладающей возможностью эффективного использования в конкретных задачах физики адронов и ядер, был сделан для двухчастичных систем в работах /I0-I2/, в которых удачно использовались некоторые ранее сформулированные идеи и результаты (см., в частности, /I3/) . Тем не менее с некоторыми затруднениями сталкивается и этот подход к получению трехмерных динамических уравнений. С другой стороны, ниже будет показано, что определенная модификация рассмотренной в /II/ процедуры позволяет осуществить некоторое дальнейшее продвижение по пути построения последовательного эффективного формализма описания релятивистских составных систем. Другой результат настоящей работы состоит в вычислении ядра уравнения для ВФ, отвечающего одноглюонному обмену между кварками с использованием для эффективной константы связи выражения, полученного в однопетлевом приближении в КХД.

§ 2. Определение одновременной волновой функции двухфермионной системы

Рассмотрим релятивистскую задачу двухчастичного рассеяния в рамках уравнений Бете - Солпитера /I4,I5/:

$$\Phi(x_1x_2) = \Phi_0(x_1 x_2) + \int dz_1 dz_2 dz_1' dz_2' \, G_0(x_1x_2/z_2z_1) \times$$
$$\times K(z_1z_2/z_2'z_1') \, \Phi(z_1'z_2'), \qquad (2.I)$$

$$\mathcal{M}(x_1x_2/y_2y_1) = K(x_1x_2/y_2y_1) + \int dz_1 dz_2 dz_1' dz_2' \, K(x_1x_2/z_2z_1) \times$$
$$\times G_0(z_1z_2/z_2'z_1') \, \mathcal{M}(z_1'z_2'/y_2y_1), \qquad (2.2)$$

или в символической форме:

$$\Phi = \Phi_0 + G_0 K \Phi, \qquad (2.Ia)$$

$$\mathcal{M} = K + K G_0 \mathcal{M}. \qquad (2.2a)$$

Здесь Φ есть ВФ двухчастичной системы; для фермионов

$$\Phi(x_1x_2) = \langle 0 | T\{\psi_1(x_1)\psi_2(x_2)\} | m, \vec{K} \rangle,$$

для фермион-антифермионной системы

$$\Phi(x_1x_2) = \langle 0 | T\{\psi_1(x_1)\bar{\psi}_2(x_2)\} | m, \vec{K} \rangle,$$

m и $\vec{K}$ – масса и импульс системы двухчастиц, $\mathcal{M}$ -амплитуда двухчастичного рассеяния (определенная, как это принято в подходе Бете – Солпитера, вне массовой поверхности), $G_0 = S_1^c \cdot S_2^c$ есть функция Грина системы двух свободных частиц, K – ядро уравнения для ВФ.

Введем оператор R такой, что[x)]

$$\Phi = \Phi_0 + G_0 R \Phi_0. \qquad (2.3)$$

Подставив (2.3) в (2.I), получаем уравнение для R вида

$$R = K + K G_0 R. \qquad (2.4)$$

Сравнивая (2.4) с (2.2), видим, что оператор R можно отождествить с амплитудой двухчастичного рассеяния $\mathcal{M}$, если подчинить

---

x) Как нетрудно установить, оператор R может рассматриваться как вакуумное ожидание радиационного оператора четвертого порядка (см., например, /II,I6/).

операторы K и $\mathcal{M}$ одинаковым граничным условиям. Положив $K=\mathcal{M}$, получаем

$$\Phi = \Phi_0 + G_0 \mathcal{M} \Phi_0 . \tag{2.5}$$

Ниже соотношение (2.5) будет использоваться для получения уравнения для одновременной ВФ, и, как следствие, ядро этого уравнения будет строиться с помощью амплитуды рассеяния $\mathcal{M}$, в отличие от /II, I2/, где аналогичную роль играло вакуумное ожидание радиационного оператора.

Наряду с ВФ Бете – Солпитера $\Phi(x_1 x_2)$ рассмотрим более общую функцию вида

$$\Phi(\theta|x_1 x_2) = exp[in(x_1+x_2)\cdot\theta]\cdot\Phi(x_1 x_2), \tag{2.6}$$

где n – произвольный единичный 4-вектор, θ –произвольный вещественный параметр. Учет трансляционной инвариантности позволяет выделить движение системы как целого:

$$\Phi(x_1 x_2) = exp(-i\mathcal{K}X)\,\Phi(x), \tag{2.7}$$

где

$$X = \frac{x_1+x_2}{2}, \quad x = x_1 - x_2,$$

а $\Phi(x)$ есть ВФ относительного движения частиц. В результате для фурье-образа функции (2.6) получаем выражение

$$\tilde{\Phi}(\theta|p_1 p_2) \equiv \int d^4x_1 d^4x_2 exp(ip_1x_1 + ip_2x_2)\cdot\Phi(\theta|x_1x_2) = \\ = (2\pi)^4\cdot\delta^{(4)}(P-\mathcal{K}+n\theta)\cdot\tilde{\Phi}(p), \tag{2.8}$$

$$\tilde{\Phi}(p) = \int d^4x\, exp(ipx)\cdot\Phi(x), \tag{2.9}$$

$$P = p_1 + p_2, \qquad p = \frac{p_1 - p_2}{2}, \tag{2.10}$$

которое показывает, что введение параметра θ приводит к выходу за поверхность энергии-импульса.

Рассмотрим фурье-представление функции (2.6):

$$\Phi(\theta|x_1x_2) = (2\pi)^{-8}\int d^4p_1 d^4p_2\, exp(-ip_1x_1 - ip_2x_2)\,\tilde{\Phi}(\theta|p_1p_2). \tag{2.11}$$

С учетом (2.8) имеем

$$\Phi(\theta/x_1x_2)=(2\pi)^{-4}\int d^4p_1\,d^4p_2\exp(-ip_1x_1-ip_2x_2)\cdot\delta^{(4)}(P-\mathcal{K}+n\theta)\cdot\tilde{\Phi}(p) \quad (2.12)$$

В силу лоренц-инвариантности

$$\delta^{(4)}(P-\mathcal{K}+n\theta)=\delta^{(4)}(\overset{\circ}{P}-\overset{\circ}{\mathcal{K}}+\overset{\circ}{n}\theta)=\delta(\vec{\overset{\circ}{P}}-\vec{\overset{\circ}{\mathcal{K}}})\,\delta(nP-n\mathcal{K}+\theta), \quad (2.13)$$

где $\overset{\circ}{P}_\mu\equiv(L_n^{-1}P)_\mu$, аналогично определены $\overset{\circ}{\mathcal{K}}$ и $\overset{\circ}{n}$; L_n^{-1} есть чисто лоренцевское преобразование (буст), такое, что

$$\overset{\circ}{n}=L_n^{-1}n=(1,\vec{0}). \quad (2.14)$$

В (2.13) мы учли также, что $\overset{\circ}{P}_0=nP$ и т.д. Легко видеть, что $\delta(nP-n\mathcal{K}+\theta)$ можно представить в виде следующего интеграла:

$$\delta(nP-n\mathcal{K}+\theta)=\int d\mu\,\exp[-i\tau(\mu-nP)]\,\delta(\mu-nP)\,\delta(\mu-n\mathcal{K}+\theta), \quad (2.15)$$

где τ есть произвольный вещественный параметр. Подстановка (2.13), (2.15) в (2.12) дает

$$\Phi(\theta/x_1x_2)=(2\pi)^{-4}\int d^4p_1\,d^4p_2\,d\mu\,\exp(-i\mu\tau)\times$$
$$\times\exp\{-i[p_1(x_1-n\tau)+p_2(x_2-n\tau)]\}\,\delta(\vec{\overset{\circ}{P}}-\vec{\overset{\circ}{\mathcal{K}}})\,\delta(\mu-nP)\,\delta(\mu-n\mathcal{K}+\theta)\tilde{\Phi}(p). \quad (2.16)$$

Введем функцию

$$\Phi(n\mu\theta/p_1\sigma_1p_2\sigma_2)=(2\pi)^{-1}\delta(\vec{\overset{\circ}{P}}-\vec{\overset{\circ}{\mathcal{K}}})\,\delta(\mu-nP)\,\delta(\mu-n\mathcal{K}+\theta)\times$$
$$\times(m_1+\hat{p}_1)^{-1}(m_2+\hat{p}_2)^{-1}\bar{u}_1(\vec{p}_1\sigma_1)\,\bar{u}_2(\vec{p}_2\sigma_2)\tilde{\Phi}(p). \quad (2.17)$$

Тогда выражение (2.16) примет вид

$$\Phi(\theta/x_1x_2)=\sum_{\sigma_1\sigma_2}\int d^4p_1\,d^4p_2\,d\mu\,\exp(-i\mu\tau)\times$$
$$\times u_1(x_1-n\tau/p_1\sigma_1)\,u_2(x_2-n\tau/p_2\sigma_2)\Phi(n\mu\theta/p_1\sigma_1p_2\sigma_2). \quad (2.18)$$

Определение и свойства функций $U(x/p\sigma)$ приведены в **приложении**.

Как уже отмечалось выше, введение параметра θ в определение ВФ (2.12) приводит к выходу за поверхность энергии-импульса. Это дает возможность использовать для функции $\Phi(n\mu\theta/p_1\sigma_1p_2\sigma_2)$

приближение, в котором импульсы обеих частиц лежат на массовой поверхности:

$$\Phi(n\mu\theta|p_1\sigma_1 p_2\sigma_2)=\delta^+(p_1^2-m_1^2)\delta^+(p_2^2-m_2^2)\Psi(n\mu\theta|p_1\sigma_1 p_2\sigma_2). \quad (2.19)$$

Из (2.17), (2.19) с учетом (2.13), (2.15) вытекает следующее соотношение, связывающее бете-солпитеровскую ВФ относительного движения $\tilde{\Phi}(p)$ с ВФ Ψ, которая, как будет показано в следующем разделе, подчиняется трехмерному уравнению квазипотенциального типа:

$$(2\pi)^{-1}\delta^{(4)}(P-\mathcal{K}+n\theta)\bar{u}_1(\vec{p}_1\sigma_1)\bar{u}_2(\vec{p}_2\sigma_2)(m_1+\hat{p}_1)^{-1}(m_2+\hat{p}_2)^{-1}\tilde{\Phi}(p)=$$

$$=\int d\mu\,\delta^+(p_1^2-m_1^2)\delta^+(p_2^2-m_2^2)\Psi(n\mu\theta|p_1\sigma_1 p_2\sigma_2). \quad (2.20)$$

Подстановка (2.19) в (2.18) дает

$$\Phi(\theta|x_1x_2)=\sum_{\sigma_1\sigma_2}\int d\Omega_{p_1}d\Omega_{p_2}d\mu\,\exp(-i\mu\tau)\times$$

$$\times u_1(x_1-n\tau|p_1\sigma_1)\,u_2(x_2-n\tau|p_2\sigma_2)\Psi(n\mu\theta|p_1\sigma_1p_2\sigma_2), \quad (2.21)$$

где

$$d\Omega_{p_j}=dp_j/2\omega_{p_j}\,,\quad \omega_{p_j}=\sqrt{\vec{p}_j^{\,2}+m_j^2}\,,\quad j=1,2. \quad (2.22)$$

Полученное представление легко обращается: с учетом соотношения (А.5) приложения находим

$$\Psi(n\mu\theta|p_1\sigma_1p_2\sigma_2)=(2\pi)^{-1}\int d\tau\,\exp(i\mu\tau)\,\bar{u}_1(x_1-n\tau|p_1\sigma_1)\times$$

$$\times\bar{u}_2(x_2-n\tau|p_2\sigma_2)\,\mathcal{D}x_1\,\mathcal{D}x_2\,\Phi(\theta|x_1x_2). \quad (2.23)$$

Здесь, как и в ряде работ (см., например, /II/), в качестве меры интегрирования можно положить

$$\mathcal{D}x_i=d\hat{\sigma}_{x_i}=d\sigma^{\mu}_{x_i}\gamma_\mu\,, \quad (2.24)$$

где $d\sigma^{\mu}_{x_i}$ есть элемент гиперплоскости, задаваемой уравнением $nx_i=\tau$; а интегрирование осуществляется по гиперповерхности $nx_1=nx_2=\tau$.

Как будет видно из дальнейшего, более удобной для развития аппарата является другой выбор меры интегрирования. Именно, вместо

(2.24) мы положим

$$\mathcal{D}x_i = d^4x_i\,\delta(nx_i-\tau)\,\hat{n} \tag{2.25}$$

и распространим интегрирование на все пространство-время. Рассмотрим связь определения одновременной ВФ (2.2I) с процедурой одновременной редукции формализма Бете – Солпитера, развиваемой в работах А.А. Архипова /I0–I2/. Первым шагом в /I0–I2/ является определение одновременной ВФ в координатном представлении:

$$\Psi(n\tau/x_1x_2) = \frac{1}{i^2}\int S_1^-(x_1+n\tau-z_1)\,S_2^-(x_2+n\tau-z_2)\,\mathcal{D}z_1\mathcal{D}z_2\,\Phi(z_1z_2), \tag{2.26}$$

где мера интегрирования бралась в виде (2.24); определение и свойства функции S^- приведены в приложении. Далее вводится одновременная ВФ в импульсном представлении как фурье-образ (2.26):

$$\Psi(n\mu/p_1\sigma_1\,p_2\sigma_2) = (2\pi)^{-1}\int d\tau\,\exp(i\mu\tau)\,\bar{u}_1(x_1/p_1\sigma_1)\times$$
$$\times\,\bar{u}_2(x_2/p_2\sigma_2)\,\mathcal{D}x_1\,\mathcal{D}x_2\,\Psi(n\tau/x_1x_2). \tag{2.27}$$

Если подставить (2.26) в (2.27), то с помощью соотношений (А.5), (А.8) приложения легко убедиться в том, что в результате преобразований получится формула (2.23). Таким образом, оба подхода к определению одновременной ВФ по сути своей эквивалентны (и, как следствие, приводят к одинаковым уравнениям для ВФ – см. следующий раздел). Однако если как исходное определение использовать представление (2.2I), то для него существует и обратное преобразование, см. (2.23). В то же время обратить определение (2.26) не удается. В результате для расчета на основе знания одновременных ВФ физических характеристик составных систем (формфакторы, структурные функции, сечения и т.д.) необходимо строить специальный формализм. В противоположность этому определение одновременной ВФ с помощью соотношения (2.2I) позволяет использовать стандартный формализм квантовой теории поля.

Как уже отмечалось выше, вместо (2.24) более удобной мерой интегрирования является (2.25). Такая замена является более предпочтительной в двух отношениях. Во-первых, становится более ясным физический смысл определения ВФ (2.26). Действительно, в системе отсчета, в которой $n^\mu=(1,\vec{0})$, входящее в δ-функцию произведение nz_i равно времени i-й частицы z_{i0}, и в результате в (2.26) времена частиц приравниваются к единому временному параметру τ. Возможна и иная интерпретация данного определения. А именно, если положить 4-вектор n^μ равным 4-скорости системы как целого:

$$\lambda^\mu_P = P^\mu/\sqrt{P^2}, \quad P=p_1+p_2,$$

то произведение nz_i будет равно собственному времени i-й частицы и смысл δ-функций будет состоять в приравнивании собственных времен частиц параметру τ. Во-вторых, мера интегрирования (2.25) обладает некоторыми математическими преимуществами, позволяя выделить в ВФ движение системы как целого, получить спектральные представления для функции Грина и гриноподобных функций.

Итак, в качестве определения одновременной ВФ будем рассматривать выражение (2.2I). При этом в процессе вычислений мы, естественно, можем пользоваться также формулами (2.23), (2.26), (2.27), поскольку они вытекают из (2.2I).

§ 3. Получение уравнения для одновременной ВФ

Рассмотрим процедуру вывода трехмерного уравнения для одновременной ВФ в ее наиболее общем виде. Пусть для ВФ Бете – Солпитера имеем уравнение

$$\Phi(x_1x_2)=\Phi_0(x_1x_2)+\int S_1^c(x_1-y_1)\,S_2^c(x_2-y_2)\,dy_1dy_2\,\times$$
$$\times\,\mathcal{M}(y_1y_2/y_1'y_2')\,dy_1'dy_2'\,\Phi_0(y_1y_2), \qquad (3.\mathrm{I})$$

а также интегральное представление вида

$$\Phi(x_1x_2)=\sum_{\lambda_1\lambda_2}\int d\Omega_{k_1}d\Omega_{k_2}d\mu\, g(\mu)\, u_1(x_1-n\tau/k_1\lambda_1)\,\times$$
$$\times\, u_2(x_2-n\tau/k_2\lambda_2)\,\Psi(n\mu/\vec{k}_1\lambda_1\vec{k}_2\lambda_2). \qquad (3.2)$$

Здесь $g(\mu)$ есть произвольная функция; ВФ Φ и Ψ кроме указанных явно могут содержать также другие переменные и параметры.

Введем интегральный оператор

$$\hat{L}=\int\bar{u}_1(p_1\sigma_1/x_1-n\tau)\,\bar{u}_2(p_2\sigma_2/x_2-n\tau)\,\mathcal{D}x_1\mathcal{D}x_2.$$

Подействуем этим оператором на уравнение (3.I). С учетом (3.2) и соотношения (A.I4) приложения находим

$$\int d\mu\, g(\mu)\, \Psi(u\mu|\vec p_1\sigma_1\vec p_2\sigma_2) = \int d\mu\, g(\mu)\, \Psi_0(u\mu|\vec p_1\sigma_1\vec p_2\sigma_2) +$$
$$+\int dy_1 dy_2 dy_1' dy_2' \cdot i\Theta(\tau - n y_1)\cdot i\Theta(\tau - u y_2)\cdot \bar u_1(p_1\sigma_1|y_1 - u\tau)\times$$
$$\times\, \bar u_2(p_2\sigma_2|y_2 - u\tau)\cdot \mathcal{M}(y_1 y_2|y_1' y_2')\, \Phi_0(y_1' y_2'). \qquad (3.3)$$

Воспользуемся известным интегральным представлением для Θ -функции, а также фурье-представлением амплитуды двухчастичного рассеяния:

$$\mathcal{M}(y_1 y_2|y_1' y_2') =$$
$$= (2\pi)^{-16}\int dq_1 dq_2 dq_1' dq_2' \exp\Big[i\sum_{j=1}^{2}(-q_j y_j + q_j' y_j')\Big]\mathcal{M}(q_1 q_2|q_1' q_2'), \qquad (3.4)$$

где в силу трансляционной инвариантности

$$\mathcal{M}(q_1 q_2|q_1' q_2') = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(Q - Q')\, \mathcal{M}(qq|Q'). \qquad (3.5)$$

В результате с учетом представления (3.2) для ВФ Φ_0 из (3.3) находим

$$\int d\mu\, g(\mu)\Psi(u\mu|\vec p_1\sigma_1\vec p_2\sigma_2) = \int d\mu\, g(\mu)\cdot\Psi_0(u\mu|\vec p_1\sigma_1\vec p_2\sigma_2) +$$
$$+(2\pi)^{-4}\sum_{\lambda_1\lambda_2}\int d\Omega_{k_1} d\Omega_{k_2} d\mu\cdot \frac{d\alpha_1}{\alpha_1 - i0}\cdot\frac{d\alpha_2}{\alpha_2 - i0}\,\delta^{(4)}(P - \mathcal{K} - An)\,\bar u_1(\vec p_1\sigma_1)\,\bar u_2(\vec p_2\sigma_2)\times$$
$$\times\,\mathcal{M}(p - \alpha n; k|\mathcal{K})\, u_1(k_1\lambda_1)\, u_2(k_2\lambda_2)\, g(\mu)\,\Psi_0(u\mu|\vec k_1\lambda_1\vec k_2\lambda_2), \qquad (3.6)$$

где

$$A = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}, \qquad \alpha = \alpha_1 - \alpha_2. \qquad (3.7)$$

Из (3.6), очевидно, следует

$$\Psi(n\mu|\vec p_1\sigma_1\vec p_2\sigma_2) = \Psi_0(n\mu|\vec p_1\sigma_1\vec p_2\sigma_2) + (2\pi)^{-4}\sum_{\lambda_1\lambda_2}\int d\Omega_{k_1} d\Omega_{k_2}\times$$
$$\times\,\frac{d\alpha_1}{\alpha_1 - i0}\cdot\frac{d\alpha_2}{\alpha_2 - i0}\,\delta^{(4)}[(P - \mathcal{K}) - n(\alpha_1 + \alpha_2)]\,\bar u_2(\vec p_2\sigma_2)\,\bar u_1(\vec p_1\sigma_1)\times$$
$$\times\,\mathcal{M}\Big(p - \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}n|k|\mathcal{K}\Big)\, u_1(\vec k_1\lambda_1)\, u_2(\vec k_2\lambda_2)\,\Psi(u\mu|\vec k_1\lambda_1\vec k_2\lambda_2). \qquad (3.8)$$

Для ВФ системы, состоящей из двух свободных частиц, непосредственным вычислением несложно убедиться, что

$$\Psi_0(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2) \sim \delta(\mu - nP). \tag{3.9}$$

В результате уравнение (3.8) можно представить в виде

$$\Psi(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2) = \Psi_0(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2) + \frac{1}{nP-\mu-i0}\sum_{\lambda_1\lambda_2}\int d\Omega_{k_1} d\Omega_{k_2} \times$$
$$\times\, T(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2|\vec{k}_2\lambda_2\vec{k}_1\lambda_1)\cdot\Psi_0(n\mu|\vec{k}_1\lambda_1\vec{k}_2\lambda_2), \tag{3.10}$$

где[x)]

$$T(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2|\vec{k}_2\lambda_2\vec{k}_1\lambda_1) = (2\pi)^3\delta(\mathring{\vec{P}} - \mathring{\vec{\mathcal{K}}})\,\bar{u}_2(\vec{p}_2\sigma_2)\bar{u}_1(\vec{p}_1\sigma_1)\times$$
$$\times(2\pi)^{-7}\int d\alpha\left(\frac{1}{\Delta_P/2+\alpha-i0} + \frac{1}{\Delta_P/2-\alpha-i0}\right)\mathcal{M}(p-\alpha n|k|\mathcal{K})\,u_1(\vec{k}_1\lambda_1)u_2(\vec{k}_2\lambda_2). \tag{3.11}$$

Здесь и далее используются обозначения:

$$\Delta_P = nP - \mu = \mathring{P}_0 - \mu, \quad \Delta_K = n\mathcal{K} - \mu = \mathring{\mathcal{K}}_0 - \mu,$$
$$\mathring{P}^\mu = (L_n^{-1}P)^\mu, \quad , \quad \mathring{\mathcal{K}}^\mu = (L_n^{-1}\mathcal{K})^\mu, \quad L_n^{-1}\cdot n = (1,\vec{0}).$$

Из формулы (3.10) видно, что величина T, определенная соотношением (3.11), в развиваемом формализме играет роль амплитуды двухчастичного рассеяния. Как показано в /13/, амплитуда T, рассмотренная на энергетической поверхности, совпадает с бете-солпитеровской амплитудой рассеяния $\mathcal{M}$, взятой на массовой поверхности. Отметим, что согласно уравнению Бете - Солпитера (2.2) амплитуда $\mathcal{M}$ является "ампутированной", т.е. не включает вклады входящих линий диаграмм. Выражение (3.11) для амплитуды T удается записать в более симметричной форме:

---

x) Выражение (3.11) и последующие формулы для T совпадают с соответствующими формулами /11/ с точностью до аргумента δ - функции.

$$T(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2|\vec{k}_2\lambda_2\vec{k}_1\lambda_1) = \frac{1}{i}(2\pi)^3\delta(\overset{\circ}{\vec{P}}-\overset{\circ}{\vec{\mathcal{K}}})\,\bar{u}_2(\vec{p}_2\sigma_2)\bar{u}_1(\vec{p}_1\sigma_1)\times$$
$$\times(2\pi)^{-8}\int d\alpha\, d\beta\left(\frac{1}{\Delta p/2+\alpha-i0}+\frac{1}{\Delta p/2-\alpha-i0}\right)\left(\frac{1}{\Delta k/2+\beta-i0}+\frac{1}{\Delta k/2-\beta-i0}\right)\times$$
$$\times\mathcal{M}(p-\alpha n|k-\beta n|\mathcal{K})\,u_1(\vec{k}_1\lambda_1)u_2(\vec{k}_2\lambda_2). \qquad (3.12)$$

Введем функцию V, называемую обычно квазипотенциалом, с помощью следующего соотношения /11/:

$$T(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2|\vec{k}_2\lambda_2\vec{k}_1\lambda_1)=V(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2|\vec{k}_2\lambda_2\vec{k}_1\lambda_1)+$$
$$+\sum_{\varkappa_1\varkappa_2}\int d\Omega_{q_1}d\Omega_{q_2}[nQ-\mu-i0]^{-1}V(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2|\varkappa_2\vec{q}_2\varkappa_1\vec{q}_1)\times \qquad (3.13)$$
$$\times T(n\mu|\varkappa_1\vec{q}_1\varkappa_2\vec{q}_2|\vec{k}_2\lambda_2\vec{k}_1\lambda_1).$$

Тогда ВФ удовлетворяет уравнению

$$\Psi(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2)=\Psi_0(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2)+\frac{1}{nP-\mu-i0}\sum_{\lambda_1\lambda_2}\int d\Omega_{k_1}d\Omega_{k_2}\times \qquad (3.14)$$
$$\times V(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2|\vec{k}_2\lambda_2\vec{k}_1\lambda_1)\Psi(n\mu|\vec{k}_1\lambda_1\vec{k}_2\lambda_2).$$

Такого же вида уравнение получено в /11/. Аналогичное уравнение имеет место и для ВФ системы, состоящей из фермиона и антифермиона.

До сих пор рассматривалась задача рассеяния. Однако, как и в случае нерелятивистской теории, уравнение (3.14) имеет как решения, отвечающие непрерывному спектру, так и решения, отвечающие дискретному спектру. Последние естественным образом интерпретируются как отвечающие связанным состояниям. В итоге мы приходим к следующему уравнению для связанных состояний:

$$(nP-\mu)\cdot\Psi(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2)=\sum_{\lambda_1\lambda_2}\int d\Omega_{k_1}d\Omega_{k_2}\times$$
$$\times V(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2|\vec{k}_2\lambda_2\vec{k}_1\lambda_1)\cdot\Psi(n\mu|\vec{k}_1\lambda_1\vec{k}_2\lambda_2). \qquad (3.15)$$

При этом ядро уравнения V может быть построено с помощью соотношений (3.12), (3.13), если известна амплитуда двухчастичного рассеяния $\mathcal{M}$ (для нахождения которой могут использоваться обычные методы квантовой теории поля).

§ 4. Вычисление ядра уравнения (квазипотенциала) для случая одноглюонного обмена между кварками с эффективной (бегущей) константой связи КХД

Напомним, что для вычисления ядра V уравнения (3.I5) для ВФ Ψ на основе бете – солпитеровской амплитуды двухчастичного рассеяния $\mathcal{M}$ (считающейся заданной фейнмановскими диаграммами) необходимо: (I) вычислить трехмерную амплитуду рассеяния T (3.I2); (2) решить интегральное уравнение (3.I3) относительно V. Как легко видеть, в первом приближении (обычно широко используемом как в подходе Бете – Солпитера, так и в трехмерных подходах) имеет место равенство

$$V \simeq T. \tag{4.I}$$

В результате для нахождения квазипотенциала V остается вычислить амплитуду T.

Рассмотрим для начала случай взаимодействия фермиона и антифермиона посредством обмена векторной частицей массой M ("массивный фотон"). Согласно КЭД для четырехмерной амплитуды рассеяния имеем

$$\mathcal{M}(p,k) = g^2 \gamma^{\mu}_{(1)} \mathcal{D}_{\mu\nu}(p-k)\gamma^{\nu}_{(2)}, \tag{4.2}$$

где

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(q) = \frac{-1}{q^2-M^2+i0}\left[g_{\mu\nu}+(d-1)\frac{q_\mu q_\nu}{q^2-M^2+i0}\right] \tag{4.3}$$

есть пропагатор векторной частицы, d –параметр, фиксирующий калибровку; g – константа связи (фиксированная). Тогда из (3.I2), (4.I) получаем

$$\begin{aligned} V(n\mu|\vec{p}_1\sigma_1\vec{p}_2\sigma_2|\vec{k}_2\lambda_2\vec{k}_1\lambda_1) = -i(2\pi)^{-3}\delta(\mathring{\vec{P}}-\mathring{\vec{\mathcal{K}}})\{\bar{u}(\vec{p}_1\sigma_1)\gamma^{\mu}u(\vec{k}_1\lambda_1)\times \\ \times\bar{v}(\vec{k}_2\lambda_2)\gamma_{\mu}v(\vec{p}_2\sigma_2)\cdot A(n\mu|\vec{p}_1\vec{p}_2|\vec{k}_2\vec{k}_1)+ \\ +(d-1)\bar{u}(\vec{p}_1\sigma_1)\hat{n}u(\vec{k}_1\lambda_1)\bar{v}(\vec{k}_2\lambda_2)\hat{n}v(\vec{p}_2\sigma_2)B(n\mu|\vec{p}_1\vec{p}_2|\vec{k}_2\vec{k}_1)\}, \end{aligned} \tag{4.4}$$

где скалярные функции

$$A(n\mu|\vec{p}_1\vec{p}_2|\vec{k}_2\vec{k}_1) = g^2(4\pi)^{-2}\int_{-\infty}^{+\infty}d\alpha\int_{-\infty}^{+\infty}d\beta\left(\frac{1}{\Delta_p/2+\alpha-i0}+\frac{1}{\Delta_p/2-\alpha-i0}\right)\times$$

$$\times\left(\frac{1}{\Delta_k/2+\beta-i0}+\frac{1}{\Delta_k/2-\beta-i0}\right)\frac{1}{[(p-k)-(\alpha-\beta)n]^2-\mathcal{M}^2+i0}, \quad (4.5)$$

$$B(n\mu|\vec{p}_1\vec{p}_2|\vec{k}_2\vec{k}_1) = g^2(4\pi)^{-2}\int_{-\infty}^{+\infty}d\alpha\int_{-\infty}^{+\infty}d\beta\left(\frac{1}{\Delta_p/2+\alpha-i0}+\frac{1}{\Delta_p/2-\alpha-i0}\right)\times$$

$$\times\left(\frac{1}{\Delta_k/2+\beta-i0}+\frac{1}{\Delta_k/2-\beta-i0}\right)\frac{(\alpha-\beta)^2}{\{[(p-k)-(\alpha-\beta)n]^2-\mathcal{M}^2+i0\}^2}. \quad (4.6)$$

Полученные формулы при $\mathcal{M}=0$ совпадают с соответствующими выражениями работы /II/, в которой для вычисления V использовался радиационный оператор, а не оператор рассеяния (выражение (4.4) отличается от /II/ аргументом δ - функции - см. примечание на с.9).

В интегралах (4.5), (4.6) в случае частиц одинаковой массы от интегрирования по переменным α, β можно перейти к интегрированию по ковариантно определенным относительным энергиям, что делает процедуру вычисления квазипотенциала более близкой к тем её вариантам, которые ранее рассматривались в литературе (см., например, /I-9/). Действительно, сделав замену

$$\begin{aligned} p_1 &\to p_1-\alpha n, \quad k_1\to k_1-\beta n,\\ p_2 &\to p_2+\alpha n, \quad k_2\to k_2+\beta n, \end{aligned} \quad (4.7)$$

получим

$$A(n\mu|\vec{p}_1\vec{p}_2|\vec{k}_2\vec{k}_1) = \int_{-\infty}^{+\infty}d\mathring{p}_0\int_{-\infty}^{+\infty}d\mathring{k}_0\left(\frac{1}{\Delta_p/2+w_p-\mathring{p}_0-i0}+\frac{1}{\Delta_p/2-w_p+\mathring{p}_0-i0}\right)\times$$

$$\times\left(\frac{1}{\Delta_k/2+w_k-\mathring{k}_0-i0}+\frac{1}{\Delta_k/2-w_k+\mathring{k}_0-i0}\right)\frac{1}{(p-k)^2-\mathcal{M}^2+i0} \quad (4.8)$$

и аналогичное выражение для функции B.

Проинтегрировав с помощью теории вычетов, находим

$$A=(n\mu|\vec{p}_1\vec{p}_2|\vec{k}_2\vec{k}_1) = \frac{(2\pi)^2}{w_{pk}}\frac{1}{w_{pk}+w_p+w_k-\mathcal{M}}, \quad (4.9)$$

где

$$w_{pk} = \sqrt{M^2 + (\overset{\circ}{\vec p} - \overset{\circ}{\vec k})^2},$$

$$w_p = \sqrt{m^2 + \overset{\circ}{\vec p}^{\,2}}, \quad w_k = \sqrt{m^2 + \overset{\circ}{\vec k}^{\,2}}. \tag{4.10}$$

Выражение для функции B легко находится дифференцированием (4.9) по параметру M^2 (ср. (4.5), (4.6)). Найденные для A и B формулы при $M = 0$ совпадают с результатами работы /12/.

Рассмотрим сейчас случай взаимодействия фермиона и антифермиона посредством обмена глюоном (который для общности будем считать обладающим массой M). Для эффективной (бегущей) константы связи будем использовать однопетлевое выражение КХД:

$$\alpha_S(q^2) \equiv \frac{\bar g^2(q^2)}{16\pi^2} = \frac{1}{\beta_0 \ln(-q^2/\Lambda^2)}, \tag{4.11}$$

модифицированное введением дополнительного параметра ξ :

$$\alpha_S'(q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln(\xi - q^2/\Lambda^2)}, \tag{4.12}$$

что приводит к запирающему поведению потенциала межкваркового взаимодействия (потенциал типа потенциала Ричардсона /7/). Здесь $\beta_0 = 11 - 2/3 \cdot N_f$, N_f – число кварковых ароматов, Λ – известный масштабный параметр КХД. В результате вместо (4.5) приходим к интегралу

$$A(u\mu|\vec p_1 \vec p_2|\vec k_2 \vec k_1) = \frac{1}{\beta_0}\int_{-\infty}^{+\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{+\infty} d\beta \left(\frac{1}{\Delta_p/2 + \alpha - i0} + \frac{1}{\Delta_p/2 - \alpha - i0}\right)\left(\frac{1}{\Delta_k/2 + \beta - i0} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\Delta_k/2 + \beta - i0}\right)\frac{1}{[(p-k)-(\alpha-\beta)u]^2 - M^2 + i0} \cdot \frac{1}{\ln\{\xi - [(p-k)-(\alpha-\beta)u]^2/\Lambda^2\}}. \tag{4.13}$$

Для вычисления интеграла удобно перейти к переменным

$$\Gamma = \alpha + \beta, \quad \gamma = \alpha - \beta, \tag{4.14}$$

после чего интегрирование по Γ легко выполняется с помощью теории вычетов и дает следующий результат:

$$A(n\mu|\vec{p}_1\vec{p}_2|\vec{k}_2\vec{k}_1) = -\frac{\pi i}{\omega_{pk}} \int d\gamma \left(\frac{1}{\gamma+w-io} - \frac{1}{\gamma-w+io} \right) \times$$

$$\times \left(\frac{1}{\gamma+w_{pk}-io} - \frac{1}{\gamma-w_{pk}+io} \right) \frac{1}{\ln[-(\gamma+\rho'-io)(\gamma-\rho'+io)/\Lambda^2]}, \quad (4.15)$$

где

$$W = W_p + W_k - \mu, \quad \rho' = \sqrt{(\mathring{\vec{p}} - \mathring{\vec{k}})^2 + \xi\Lambda^2}. \quad (4.16)$$

Подынтегральное выражение имеет следующие сингулярности: полюса в точках

$$\pm(w-io), \ \pm(w_{pk}-io),$$

разрезы, проходящие через точки

$$\pm(\rho'-io),$$

и логарифмические полюса в точках

$$\pm(\rho''-io),$$

где

$$\rho'' = \sqrt{(\mathring{\vec{p}} - \mathring{\vec{k}})^2 + (\xi-1)\Lambda^2}. \quad (4.17)$$

Вычисление с помощью теории вычетов дает

$$A(n\mu|\vec{p}_1\vec{p}_2|\vec{k}_2\vec{k}_1) = \frac{4(2\pi)^2}{w_{pk}} \left\{ \frac{1}{w^2 - w_{pk}^2} \left[\frac{w_{pk}}{\ln[(\rho'^2-w^2)/\Lambda^2]} - \frac{w}{\ln[(\rho'^2-w_{pk}^2)/\Lambda^2]} \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{w\, w_{pk} \Lambda^2}{\rho''(\rho''^2-w^2)(\rho''^2-w_{pk}^2)} - J \right\}. \quad (4.18)$$

Интеграл вдоль разреза

$$J = \int_{\rho'}^{\infty} \frac{d\gamma}{\ln^2[-(\gamma-\rho')(\gamma+\rho')/\Lambda^2] + \pi^2} \left(\frac{1}{\gamma+w-io} - \right. \quad (4.19)$$

$$-\frac{1}{\gamma - w + i0}\Big)\cdot\Big(\frac{1}{\gamma + w_{pk} - i0} - \frac{1}{\gamma - w_{pk} + i0}\Big)$$

также можно вычислить с помощью теории вычетов:

$$J = -\frac{4(2\pi)^2}{w_{pk}}\Big\{\frac{1}{w^2 - w_{pk}^2}\Big[\frac{w_{pk}}{\ln[(\rho'^2 - w^2)/\Lambda^2]} - \frac{w}{\ln[(\rho'^2 - w_{pk}^2)/\Lambda^2]}\Big] + \frac{w\, w_{pk}\Lambda^2}{\rho''(\rho''^2 - w^2)(\rho''^2 - w_{pk}^2)}\Big\}. \tag{4.20}$$

Литература

I. Logunov A.A.,Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim.,I963,V.29,No 2, p. 370.

2. Кадышевский В.Г. ЖЭТФ,I964,т.46, № 2, с. 654-662; ДАН СССР, I965,т.I60,с.573-574; Nucl. Phys., I968, V.B6, No I, P. I25-I48.

3. Blankenbecler R., Sugar R. R. Phys.,I966, V.I42, No4,P.I95I-I966.

4. Kadyshevsky V.G., Mir-Kasimov R.M.,Skachkov N.B. Nuovo Cim., I968,V.55,No 2 ,P.233-257; ЭЧАЯ, I972,т.2, вып.3, с.635-690.

5. Gross F. Phys. Rev.,I969, V. I86, No 5, P. I448-I462.

6. Faustov R.N. Ann. Phys.,I973, V. 78, No I, P. I76-I89.

7. Браун Дж. Е., Джексон А.Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия. М.: Атомиздат, I979.

8. Brodsky S.J., Lepage P. Perturbative quantum cahromodynamic. Preprint SLAC-PUB-2447. Stanford, SLAC, I979.

9. Карманов В.А. ЭЧАЯ, I988, т.I9, вып. 3, с. 525-578.

I0. Archipov A.A. Rep. Math. Phys.,I986, V. 23, P. 83-98; ТМФ,I988, т.24, вып.I, с.69-8I.

II. Arkhipov A.A. Sungle-time reduction of Bethe-Salpeter formalism for two-fermion system. Preprint IHEP 88-I47, Serpukhov. IHEP, I988, P.44.

I2. Arkhipov A.A. One-gluon exchange approximation for quasipotential of two quark interaction in quantum chromodynamics. Preprint IHEP 88-I48. Serpukhov, IHEP, I988, P.24.

13. Krolikowski W., Rzewuski J. Nuovo Cim., 1955, V. 2, P. 203–219.
14. Salpeter E.E., Bethe H.A. Phys. Rev., 1951, V. 84, No 6, P. 1232–1242.
15. Nakanishi N. Progr. Theor. Phys. Suppl., 1969, V.43, P.1–81.
16. Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Оксак А.И., Тодоров И.Т. Общие принципы квантовой теории поля. М.: Наука, 1987.
17. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1984.

Приложение А

Приведем основные определения и свойства полевых величин, используемых в работе[x].

Полевые операторы для фермионов записываем в виде

$$\Psi(x)=\sum_{\sigma=\pm 1/2}\int d\Omega_p\left[u(x|p\sigma)a(p\sigma)+v(x|p\sigma)b^+(p\sigma)\right],$$

$$\bar{\Psi}(x)=\sum_{\sigma=\pm 1/2}\int d\Omega_p\left[\bar{u}(x|p\sigma)a^+(p\sigma)+\bar{v}(x|p\sigma)b(p\sigma)\right], \qquad (A.1)$$

где

$$d\Omega_p=d\vec{p}/2\omega_p,\quad \omega_p=\sqrt{m^2+\vec{p}^2}, \qquad (A.2)$$

$$\left.\begin{aligned} u(x|p\sigma)&=(2\pi)^{-3/2}\exp(-ipx)\,u(\vec{p}\sigma),\\ v(x|p\sigma)&=(2\pi)^{-3/2}\exp(ipx)\,v(\vec{p}\sigma).\end{aligned}\right\} \qquad (A.3)$$

Биспиноры u и v удовлетворяют условию нормировки

$$\bar{u}(\vec{p}\sigma)\cdot u(\vec{p}\sigma')=-\bar{v}(\vec{p}\sigma)\cdot v(\vec{p}\sigma')=2m\delta_{\sigma\sigma'}. \qquad (A.4)$$

Для функций $u(x|p\sigma)$, $v(x|p\sigma)$ несложно получить следующие соотношения ортогональности и нормировки:

---

[x] Приведенные ниже соотношения совпадают с соответствующими формулами [11], где мера интегрирования выбиралась равной $d\hat{\sigma}_x$.

$$\int \bar{u}(x|p\sigma)\cdot \mathcal{D}x\cdot u(x|k\lambda) = \int \bar{v}(x|p\sigma)\mathcal{D}x\, v(x|k\lambda) = 2\omega_p \delta(\vec{p}-\vec{k})\delta_{\sigma\lambda}, \tag{A.5}$$

$$\int \bar{u}(x|p\sigma)\cdot \mathcal{D}x\cdot v(x|k\lambda) = \int \bar{v}(x|p\sigma)\cdot \mathcal{D}x\cdot u(x|k\lambda) = 0\ , \tag{A.6}$$

где

$$\mathcal{D}x = d^4x\,\delta(ux-\tau)\cdot \hat{u}\,; \tag{A.7}$$

а также условия полноты:

$$\left.\begin{aligned} &\sum_\sigma \int d\Omega_p\, u(x|p\sigma)\cdot \bar{u}(y|p\sigma) = \frac{1}{i} S^-(x-y), \\ &\sum_\sigma \int d\Omega_p\, v(x|p\sigma)\cdot \bar{v}(y|p\sigma) = \frac{1}{i} S^+(x-y). \end{aligned}\right\}. \tag{A.8}$$

Частотные части перестановочной функции $S^\pm$ обладают следующими проекционными свойствами:

$$\left.\begin{aligned} &\int S^-(x-y)\cdot \mathcal{D}y\cdot u(y|p\sigma) = i\, u(x|p\sigma), \\ &\int \bar{u}(y|p\sigma)\cdot \mathcal{D}y\cdot S^-(y-x) = i\, \bar{u}(x|p\sigma), \end{aligned}\right\} \tag{A.9}$$

$$\left.\begin{aligned} &\int S^+(x-y)\cdot \mathcal{D}y\cdot v(y|p\sigma) = i\, v(x|p\sigma), \\ &\int \bar{v}(y|p\sigma)\mathcal{D}y\cdot S^+(y-x) = i\, \bar{v}(x|p\sigma), \end{aligned}\right\} \tag{A.10}$$

$$\left.\begin{aligned} &\int S^-(x-y)\cdot \mathcal{D}y\cdot v(y|p\sigma) = \int \bar{v}(y|p\sigma)\cdot \mathcal{D}y\cdot S^-(y-x) = 0, \\ &\int S^+(x-y)\cdot \mathcal{D}y\cdot u(y|p\sigma) = \int \bar{u}(y|p\sigma)\mathcal{D}y\cdot S^+(y-x) = 0, \end{aligned}\right\} \tag{A.11}$$

$$\left.\begin{aligned} &\int S^-(x-y)\cdot \mathcal{D}y\cdot S^-(y-z) = i S^-(x-z), \\ &\int S^+(x-y)\cdot \mathcal{D}y\cdot S^+(y-z) = i S^+(x-z), \\ &\int S^\pm(x-y)\,\mathcal{D}y\, S^\mp(y-z) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{A.12}$$

Для одночастичной причинной функции Грина

$$S^c(x-y) = \theta(x^0-y^0)\cdot S^-(x-y) - \theta(y^0-x^0)\, S^+(x-y), \tag{A.13}$$

из (A.I2) следует (a – произвольный 4-вектор)

$$\left.\begin{aligned}
&\int \bar{u}(x+a|p\sigma)\cdot\mathcal{D}x\cdot S^c(x-y) = i\theta(\tau-uy)\cdot\bar{u}(y+a|p\sigma),\\
&\int \bar{v}(x+a|p\sigma)\cdot\mathcal{D}x\cdot S^c(x-y) = -i\theta(uy-\tau)\cdot\bar{v}(y+a|p\sigma),\\
&\int S^c(x-y)\cdot\mathcal{D}y\cdot u(y+a|p\sigma) = i\theta(ux-\tau)\cdot u(x+a|p\sigma),\\
&\int S^c(x-y)\cdot\mathcal{D}y\cdot v(y+a|p\sigma) = -i\theta(\tau-ux)\cdot v(x+a|p\sigma),
\end{aligned}\right\} \qquad (A.14)$$

а также

$$\left.\begin{aligned}
&\int S^-(x-y)\cdot\mathcal{D}y\cdot S^c(y-z) = i\theta(\tau-uz)\cdot S^-(x-z),\\
&\int S^+(x-y)\cdot\mathcal{D}y\cdot S^c(y-z) = -i\theta(uz-\tau)\cdot S^+(x-z),\\
&\int S^c(x-y)\cdot\mathcal{D}y\cdot S^-(y-z) = i\theta(ux-\tau)\; S^-(x-z),\\
&\int S^c(x-y)\cdot\mathcal{D}y\cdot S^+(y-z) = -i\theta(\tau-ux)\; S^+(x-z).
\end{aligned}\right\} \qquad (A.15)$$

Рукопись поступила в издательский отдел
I5 июня I989 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Д14-88-833	Труды рабочего совещания "Современные направления в активационном анализе ОИЯИ". Дубна, 1988	2 р. 40 к.
Д13-88-938	Труды XIII Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1988	4 р. 30 к.
Д10-89-70	Труды Международной школы по вопросам применения ЭВМ в физических исследованиях. Дубна, 1988.	2 р. 60 к.
Р2-89-138	Труды семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 1988	1 р. 10 к.
Д19-89-143	Труды рабочего совещания по генетическому действию корпускулярных излучений. Дубна, 1988	4 р. 30 к.
Д4-89-221	Труды рабочего совещания по разработке и созданию излучателя и детектора гравитационных волн. Дубна, 1988	1 р. 60 к.

Кикоть В.И., Линкевич А.Д., Скачков Н.Б. P2-89-435
Релятивистский квазипотенциал одноглюонного обмена с бегущей константой связи

Модифицирована рассмотренная в [11] процедура одновременной редукции 4-мерного формализма Бете - Солпитера для двухфермионных систем, что позволило продвинуться по пути построения последовательного эффективного формализма описания релятивистских составных систем. Вычислено ядро уравнения для волновой функции, отвечающее одноглюонному обмену между кварками, с использованием для эффективной константы связи выражения, полученного в однопетлевом приближении в КХД.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Kikot V.I., Linkevich A.D., Skachkov N.B. P2-89-435
Relativistic Quasipotential of the One-Gluon Exchange with the Running Coupling Constant

The procedure of an equal-time reduction of the 4-dimensional Bethe-Salpeter formalism for a two-fermion system developed in ref. [11] is modified. Some progress is thus achieved in the construction of a consistent effective description of the relativistic composite systems. The kernel of the wave-function equation is calculated which corresponds to the one-gluon exchange between quarks. The effective coupling constant obtained in the one-loop QCD approximation is used.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989

24 коп.

Редактор Т.Я.Жабицкая. Макет Р.Д.Фоминой.

Подписано в печать 06.07.89.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,63.
Тираж 490. Заказ 42287.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.