объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-83-746

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

ОПИСАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ МЕЗОНОВ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ

Направлено в журнал
"Теоретическая и математическая физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

С момента появления гипотезы бьеркеновского скейлинга [1] изучению процессов глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния уделялось большое внимание. Так, в работах [2,3] вопрос о возможности автомодельного поведения структурных функций адронов исследовался на основе общих принципов квантовой теории поля.

Общий формализм описания глубоконеупругих процессов в рамках квазипотенциального подхода [4-6] был предложен в [7] и развивался в [8-10]. В работах [9,10] был построен такой аппарат, который позволяет находить явный вид структурных функций адронов на основе знания релятивистских волновых функций, описывающих относительное движение составных частей и являющихся решениями ковариантных трехмерных уравнений, которые были получены ранее в рамках одновременного формализма описания составных систем. При нахождении структурных функций мезонов можно ограничиться рассмотрением двухчастичных волновых функций, являющихся решениями двухчастичных уравнений, которые по форме совпадают с двухчастичными уравнениями, возникающими в рамках ковариантной гамильтоновой формулировки квантовой теории поля [11]. Эффективным методом решения такого сорта уравнений для волновых функций является переход в релятивистское конфигурационное представление [12,13].

Цель настоящей работы состоит в описании в рамках ковариантной гамильтоновой формулировки квантовой теории поля процессов глубоконеупругого электромагнитного рассеяния лептонов на мезонах, рассматриваемых как связанные состояния скалярных кварка и антикварка одинаковой массы. Для этого мы будем использовать результаты работ [14], в которых, в частности, исследовались вершинные функции перехода мезона в составляющие кварки и была установлена их связь с волновыми функциями кварк-антикварковой системы.

План нашей работы таков. Следующий раздел содержит основные формулы ковариантной гамильтоновой формулировки квантовой теории поля. В третьем разделе эти формулы используются для расчета структурных функций мезонов в импульсном приближении. Четвертый раздел посвящен расчету вклада резонансов в структурные функции.

2. КОВАРИАНТНАЯ ГАМИЛЬТОНОВА ФОРМУЛИРОВКА КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Основным отличием предложенной В.Г.Кадышевским[11] гамильтоновой формулировки квантовой теории поля от фейнмановской формулировки является следующее. В фейнмановской формулировке импульсы частиц в промежуточных состояниях /виртуальных частиц/ лежат вне массовой поверхности, а в каждой вершине выполняется закон сохранения энергии-импульса. В подходе же Кадышевского импульсы всех частиц /в том числе и виртуальных/ принадлежат массовой поверхности, но каждая вершинная функция находится вне "энергетической" поверхности. А именно, через каждую вершину проходит дополнительная линия квазичастицы - шпурион, переносящей 4-импульс $\lambda\tau_j$ /λ_μ - единичный времениподобный 4-вектор: $\lambda^2 = \lambda_\mu\lambda^\mu = 1$, τ_j - вещественный параметр/. Каждой внутренней "виртуальной" шпурионной линии отвечает пропагатор вида

$$g(\tau_j) = \frac{1}{2\pi}\,\frac{1}{\tau_j - i\epsilon}. \qquad /2.1/$$

Каждой внутренней отвечающей "виртуальной" скалярной частице с 4-импульсом k_j и массой m отвечает пропагатор

$$\Delta^{(+)}(k_j, m) = \theta(k_j^\circ)\,\delta(k_j^2 - m^2), \qquad /2.2/$$

вид которого явно указывает, что импульс виртуальной частицы принадлежит массовому гиперболоиду

$$(k_j^\circ)^2 - \vec{k}_j^{\,2} = m^2. \qquad /2.3/$$

Необходимые элементы шпурионной диаграммной техники приведены в Приложении.

Вершине перехода мезона с импульсом P в кварк с импульсом k_1, антикварк с импульсом k_2 и шпурион с импульсом $\lambda\tau$ отвечает вершинная функция $\Gamma_P(k_1, k_2; \lambda\tau)$[14]. Как показано в[14], в случае бесспинового мезона, составленного из бесспиновых кварков, при выборе 4-вектора λ^μ в виде $\lambda^\mu = P^\mu/M \equiv \lambda_P^\mu$ /M - масса мезона/ вершинная функция Γ зависит лишь от одного скалярного аргумента. В качестве такой независимой переменной удобно выбрать величину $(P\cdot k_1) = M\Delta^\circ_{k_1, m\lambda_P}$. Получим[14]

$$\Gamma_P(k_1, k_2; \lambda\tau) \equiv \Gamma_{M, J=0}(\Delta^\circ_{k_1, m\lambda_P}). \qquad /2.4/$$

Здесь через J обозначен спин мезона, а $\Delta^\circ_{k, m\lambda_P}$ есть временная компонента 4-импульса*:

$$\Delta^\mu_{k, m\lambda_P} \equiv (L^{-1}_{\lambda_P} k)^\mu, \qquad /2.5/$$

который принадлежит массовому гиперболоиду /2.3/, в силу чего

$$\Delta^\circ_{k, m\lambda_P} = \sqrt{m^2 + \vec{\Delta}^{\,2}_{k, m\lambda_P}}. \qquad /2.6/$$

Пространственная часть 4-вектора /2.5/ имеет в силу равенства

$$\vec{\Delta}_{k_1, m\lambda_P} \equiv \overrightarrow{(L^{-1}_{\lambda_P} k_1)} = -\overrightarrow{(L^{-1}_{\lambda_P} k_2)} \equiv -\vec{\Delta}_{k_2, m\lambda_P}$$

смысл ковариантного определенного импульса первой частицы в с.ц.и.[15].

Вершинная функция /2.4/ связана простым соотношением с волновой функцией кварк-антикварковой системы $\phi(\Delta^\circ_{k, m\lambda_P})$[14]:

$$\phi(\Delta^\circ_{k, m\lambda_P}) = \frac{\Gamma_{M, J=0}(\Delta^\circ_{k, m\lambda_P})}{2\Delta^\circ_{k, m\lambda_P}(2\Delta^\circ_{k, m\lambda_P} - M)}, \qquad /2.7/$$

подчиняющейся уравнению[11]

$$2\Delta^\circ_{k, m\lambda_P}(M - 2\Delta^\circ_{k, m\lambda_P})\,\phi(\Delta^\circ_{k, m\lambda_P}) =$$
$$= \frac{1}{(2\pi)^3}\int \frac{d^3\vec{\Delta}_{k', m\lambda_P}}{2\Delta^\circ_{k', m\lambda_P}}\, V(\Delta_{k, m\lambda_P}, \Delta_{k', m\lambda_P}; P^2)\,\phi(\Delta^\circ_{k', m\lambda_P}) \qquad /2.8/$$

и условию нормировки

$$\int \frac{d\vec{\Delta}_{k, m\lambda_P}}{2\Delta^\circ_{k, m\lambda_P}}\,\phi^+(\Delta^\circ_{k, m\lambda_P})[2\Delta^\circ_{k, m\lambda_P}]\,\phi(\Delta^\circ_{k, m\lambda_P}) = 2M. \qquad /2.9/$$

3. АСИМПТОТИКА СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ МЕЗОНОВ

Структурные функции $F_i(Q^2, \nu), i = 1,2,3$, описывающие глубоконеупругое рассеяние лептона на адроне с импульсом P и массой M, определяются следующим стандартным разложением произведения адронных токов:

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \frac{1}{8\pi}\sum (2\pi)^4\delta^4(P + q - P_X)\langle P, M|J_\mu(0)|X\rangle\langle X|J_\nu(0)|P, M\rangle =$$
$$= \frac{1}{8\pi}\int d^4z\, e^{iqz}\langle P, M|j_\mu(z)\,j_\nu(0)|P, M\rangle = \qquad /3.1/$$
$$= \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)\frac{F_1}{2M} + \left(P_\mu - \frac{P\cdot q}{q^2}q_\mu\right)\left(P_\nu - \frac{P\cdot q}{q^2}q_\nu\right)\frac{F_2}{M(P\cdot q)} - \frac{i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}P^\alpha q^\beta}{2M(P\cdot q)}F_3.$$

---

*Здесь $L^{-1}_{\lambda_P}$ есть чисто лоренцевское преобразование в систему покоя связанного состояния, т.е. $L^{-1}_{\lambda_P}P = (M, \vec{0})$.

Здесь q есть передача импульса адрону, а P_X – суммарный импульс частиц X в конечном состоянии $|X>$. Мы будем далее пользоваться обычными кинематическими переменными: $Q^2 = -q^2$, $\nu = P{\cdot}q/M$, $x \equiv 1/\omega = Q^2/2M\nu$, $W^2 = (P+q)^2$.

Далее мы ограничимся случаем электромагнитного рассеяния на скалярном мезоне, для которого $F_3 = 0$. Как и в партонной модели [17], мы рассмотрим в нашем случае скалярных кварков одну структурную функцию

$$F_2(Q^2,\nu) \equiv \nu W_2(Q^2,\nu) = \nu(1+\nu^2/Q^2)^{-2} P^\mu P^\nu M^{-2} W_{\mu\nu}(P,q). \qquad /3.2/$$

Для нахождения структурной функции достаточно найти амплитуду комптоновского рассеяния вперед на мезоне A:

$$T_{\mu\nu}(P,q) = ie^2 \int d^4 z\, e^{iqz} \langle A, PM|\theta(z_0)[J_\mu(z), J_\nu(0)]|A,P,M\rangle, \qquad /3.3/$$

через мнимую часть которой адронный тензор $W_{\mu\nu}$ /3.1/ выражается следующим простым образом:

$$W_{\mu\nu}(P,q) = \frac{1}{4\pi e^2}\,\mathrm{Im}\, T_{\mu\nu}(P,q). \qquad /3.4/$$

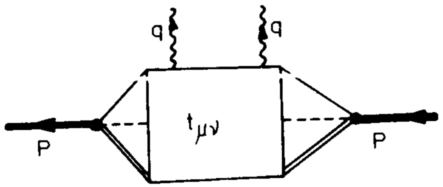


Рис.1

В дальнейшем мы ограничимся двухкварковыми промежуточными состояниями. Соответствующая диаграмма может быть представлена на рис.1.

Матричный элемент, отвечающий изображенной на рис.2 амплитуде, имеет согласно правилам шпурионной диаграммной техники [11] следующий вид:

$$i(2\pi)^{-2}\delta^4(P+q-P-q)\,T_{\mu\nu}(P,q) =$$
$$= \int d^4k_1 \Delta^{(+)}(k_1,m)\, d^4k_2 \Delta^{(+)}(k_2,m)\,\frac{d\tau_1}{\tau_1 - i\epsilon}\,\Gamma_P(k_1,k_2,\lambda\tau) \times \qquad /3.5/$$
$$\times \delta^4(k_1+k_2+\lambda\tau_1 - P)\,t_{\mu\nu}(k_1,k_2;\lambda\tau_1|k_3,k_4;\lambda\tau_2) \times$$
$$\times d^4k_3\Delta^{(+)}(k_3,m)\cdot d^4k_4\Delta^{(+)}(k_4,m) \times$$
$$\times \delta^4(k_3+k_4+\lambda\tau_2 - P)\,\frac{d\tau_2}{\tau_2 - i\epsilon}\,\Gamma_P^*(k_3,k_4,\lambda\tau_2).$$

Здесь через $t_{\mu\nu}(k_1,k_2;\lambda\tau_1|k_3,k_4;\lambda\tau_2)$ обозначена амплитуда комптоновского рассеяния вперед на кварк-антикварковой паре. Для расчета $t_{\mu\nu}$ будем применять теорию возмущений. Найдем $t_{\mu\nu}$ в импульсном приближении. С использованием правил шпурионной диаграммной техники, изложенных в Приложении, находим, что

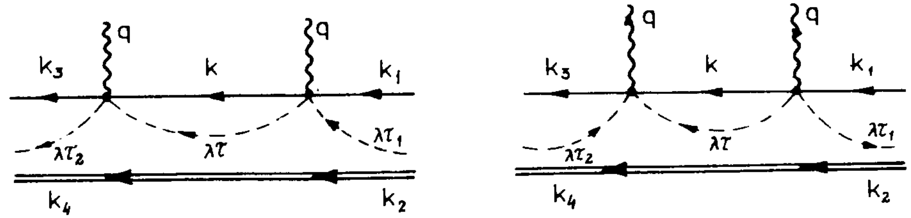


Рис.2

число диаграмм, дающих вклад в $t_{\mu\nu}$, равно количеству перестановок вершин, т.е. 4! = 24. С учетом диаграмм, получающихся заменой кварк-антикварка,это число удвоится. Однако, как легко видеть, согласно закону о сохранении электрического заряда в вершинах/см. подробнее [11]/ в матричный элемент будут давать вклад лишь две диаграммы, изображенные на рис.2. Амплитуда, отвечающая этим диаграммам, имеет вид:

$$t_{\mu\nu}(k_1,k_2;\lambda\tau_1|k_3,k_4;\lambda\tau_2) =$$
$$= ie^2\int (k_3+k)_\mu\,\delta^{(4)}(k+\lambda\tau - k_3 - \lambda\tau_2 - q)\,\Delta^{(+)}(k,m)\,d^4k\,\frac{d\tau}{\tau - i\epsilon} \times \qquad /3.6/$$
$$\times (k_1+k)_\nu\,\delta^{(4)}(k_1+\lambda\tau_1+q-k-\lambda\tau)\cdot\delta(k_2-k_4)\cdot 2k_2^0.$$

Подставив /3.10/ в /3.9/ и осуществив интегрирование по k_4 – с помощью $\delta(k_2-k_4)$, по k_1, k_2, k_3 – с помощью $\delta^{(4)}$-функций, а интегрирование по τ_1, τ_2, τ_3 – с помощью δ-функций, входящих в пропагаторы $\Delta^{(+)}(k_i,m)$ /см. /2.2//, находим

$$T_{\mu\nu}(P,q) = e^2(Q_1^2+Q_2^2)(2\pi)\int d^2k\,\Delta^{(+)}(k,m) \times$$
$$\times \Gamma^*_{M,J=0}(\Delta^\circ_{k,m\lambda_P})\,\frac{1}{2\Delta^\circ_{k,m\lambda_P}[2\Delta^\circ_{k,m\lambda_P} - M + i\epsilon]}\,A_\mu \times \qquad /3.7/$$
$$\times \Phi(P,q,k)\,A_\nu\,\frac{1}{2\Delta^\circ_{k,m\lambda_P}[2\Delta^\circ_{k,m\lambda_P} - M - i\epsilon]}\,\Gamma_{M,J=0}(\Delta^\circ_{k,m\lambda_P}).$$

Здесь

$$A_\mu = 2(P-k)_\mu + q_\mu - \lambda_\mu[\lambda(P-k)] + \lambda_\mu\sqrt{[\lambda(P-k)]^2 - (P-k)^2 + m^2}, \qquad /3.8/$$

$$\Phi(P,q,k)\cdot 2\sqrt{[\lambda(P+q-k)]^2-(P+q-k)^2+m^2}=$$

$$=[-\lambda(P+q-k)+\sqrt{[\lambda(P+q-k)]^2-(P+q-k)^2+m^2-i\epsilon}\,]^{-1}. \qquad /3.9/$$

Поскольку $\mathrm{Im}\,\Phi(P,q,k)=\pi\theta[\lambda(P+q-k)]\cdot\delta[(P+q-k)^2-m^2]$, то с учетом /3.4/ и /2.7/ из /3.7/ получаем

$$W_{\mu\nu}(P,q)=(Q_1^2+Q_2^2)(2\pi)\int d^3\vec{\Delta}_{k,m\lambda P}/2\Delta^{\circ}_{k,m\lambda P}\times$$

$$\times|\phi(\Delta^{\circ}_{k,m\lambda P})|^2 A_\mu A_\nu\,\theta[\lambda(P+q-k)]\cdot\delta[(P+q-k)^2-m^2], \qquad /3.10/$$

где мы учли, что

$$\int\Delta^{(+)}(k,m)\,d^4k=\int d^3\vec{k}/2k_0=\int d^3\vec{\Delta}_{k,m\lambda P}/2\Delta^{\circ}_{k,m\lambda P}.$$

Из /3.12/ следует, что $P^\mu A_\mu = M(\nu+M)$, поэтому подстановка /3.10/ в /3.2/ дает

$$F_2(Q^2,\nu)=\frac{\nu(\nu+M)^2}{(1+\nu^2/Q^2)^2}(Q_1^2+Q_2^2)\int d^3\vec{\Delta}_{k,m\lambda P}/2\Delta^{\circ}_{k,m\lambda P}\times$$

$$\times|\phi(\Delta^{\circ}_{k,m\lambda P})|^2\theta[\lambda(P+q-k)]\delta[(P+q-k)^2-m^2]. \qquad /3.11/$$

Формула /3.11/ в точности совпадает с полученным в [9,10] в рамках одновременного формализма выражением для структурной функции, если в последнем пренебречь вкладом интерференционного члена /в настоящей работе диаграммы, дающие интерференционные члены, не рассматриваются/. Если волновая функция системы $\phi(\Delta^{\circ}_{k,m\lambda P})$ убывает с ростом $\Delta^{\circ}_{k,m\lambda P}$, что является необходимым /но еще не достаточным/ условием сходимости нормировочного интеграла /2.8/, то указанные интерференционные члены "вымирают" /что согласуется с предположением партонной модели/. Таким образом, асимптотические выражения для структурных функций мезонов в обоих подходах совпадают друг с другом и могут быть представлены в виде /см. [9] /

$$F_2(Q^2,\nu)=\frac{\pi m\nu(M+\nu)^2(Q_1^2+Q_2^2)}{8\sqrt{\nu^2+Q^2}(1+\nu^2/Q^2)^2}\int_{\eta_-}^{\eta_+}d\eta\,\phi^2(\eta)=\frac{\pi m M^2}{2}x^2(Q_1^2+Q_2^2)\int_{\eta_-}^{\eta_+}d\eta\,\phi^2(\eta), \qquad /3.12/$$

где $\eta=\Delta^{\circ}_{k,m\lambda_P}/m$. Пределы интегрирования в /3.12/ имеют вид

$$\eta_\pm=\frac{1}{2m}[(\nu+M)\pm\sqrt{(\nu^2+Q^2)(1-4m^2/W^2)}\,]. \qquad /3.13/$$

В бьеркеновском пределе имеем при $x\neq 1$

$$\eta_{+\,\mathrm{bj\,lim}}=\frac{\nu}{m}+\frac{M^2(1-x^2)-m^2}{2mM(1-x)},\quad x\neq 1, \qquad /3.14/$$

$$\eta_{-\,\mathrm{bj\,lim}}=\frac{M^2(1-x)^2+m^2}{2mM(1-x)},\quad x\neq 1, \qquad /3.15/$$

в то время как при $W^2\to W^2_{\mathrm{thresh}}$ $(x\to 1)$

$$\eta_{\pm\,\mathrm{bj\,lim}}=\frac{\nu}{2m}\left(1\pm\sqrt{1-\frac{4m^2}{W^2_{\mathrm{thresh}}}}\right). \qquad /3.16/$$

4. ВКЛАД РЕЗОНАНСОВ В СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ АДРОНОВ

В предыдущем разделе для нахождения амплитуды $t_{\mu\nu}$ комптон-рассеяния вперед на кварк-антикварковой паре мы воспользовались импульсным приближением /рис.2/. Другое приближение, применяемое в литературе при расчете неупругих процессов, сводится в рассматриваемом нами случае к представлению амплитуды $t_{\mu\nu}$ в виде суммы амплитуд рассеяния виртуального фотона с образованием адронных резонансов в промежуточном состоянии. Ограничиваясь рассмотрением двухчастичных связанных систем в промежуточном состоянии, мы приходим к диаграмме рис.3, для которой в соответствии с правилами диаграммной техники имеем:

$$i(2\pi)^{-2}\delta^4(P+q-P-q)T_{\mu\nu}(P,q)=$$

$$=(2\pi)^{-6}\sum\sum Q_q^2\int d\tau_1 d\tau_2 d\sigma_1 d\sigma_2 d\rho\, d^4k_1 d^4k_2 d^4k_3 d^4k_4\times$$

$$\times d^4\ell_1 d^4\ell_2 d^4P_n\,\Gamma_P^{(+)}(k_3,k_4;\lambda\tau)\delta^{(4)}(-P+\lambda\tau+k_3+\lambda\tau_2+k_4)\times$$

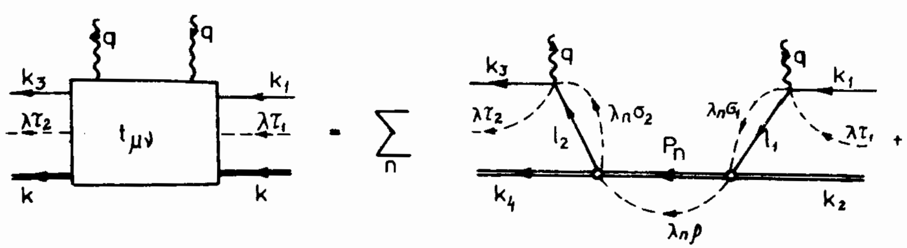
$$\times\Delta^{(+)}(k_4,m)\Delta^+(k_3,m)\frac{1}{\tau_2-i\epsilon}(k_3+\ell_2)_\mu\cdot\delta^4(\ell_2+\lambda_n\sigma_1-q-k_3-\lambda\tau_2)\times$$

$$\times\Delta^{(+)}(\ell_2,m)\frac{1}{\sigma_1-i\epsilon}\Gamma_{P_n}(k_4,\ell_2;\lambda_n\rho)\delta^4(P_n+\lambda_n\rho-\ell_2-\lambda_n\sigma_1-k_4)\times$$

$$\times\Delta^{(+)}(P_n,M_n)\frac{1}{\rho-i\epsilon}\Gamma^{(+)}_{P_n}(k_2,\ell_1;\lambda_n\rho)\cdot\delta^4(-P_n-\lambda_n\rho+\ell_1+\lambda_n\sigma_2+k_2)\times$$

$$\times\Delta^{(+)}(k_2,m)\Delta^{(+)}(\ell_1,m)\frac{1}{\sigma-i\epsilon}(k_1+\ell_1)_\nu\delta^4(k_1+\lambda\tau_1+q-\ell_1-\lambda_n\sigma_2)\times$$

$$\times\Delta^{(+)}(k_1,m)\frac{1}{\tau_1-i\epsilon}\Gamma_P(k_1,k_2,\lambda\tau)\cdot\delta^4(P-\lambda\tau-k_1-\lambda\tau_1-k_2).$$



+(кварк ⇄ антикварк)

Рис.3

Проинтегрировав по импульсам внутренних линий и взяв мнимую часть, находим

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2(2\pi)^6} \sum_n \sum_q \{ Q_q \int d^4\ell\, \Delta^+(\ell) \frac{\Gamma_P^{(+)}(\Delta^\circ_{\ell,m\lambda})}{2\Delta^\circ_{\ell,m\lambda}(M - 2\Delta^\circ_{\ell,m\lambda})} \times$$

$$\times (\lambda\cdot\Delta^\circ_{\ell,m\lambda} + \lambda_n\cdot\Delta^\circ_{\ell,m\lambda_n} - \ell)_\mu \frac{\Gamma_{P_n}(\Delta^\circ_{\ell,m\lambda_n})}{2\Delta^\circ_{\ell,m\lambda_n}(M_n - 2\Delta^\circ_{\ell,m\lambda_n})} \} \times \qquad /4.1/$$

$$\times \{ Q_q \int d^4k\, \Delta^{(+)}(k) \frac{\Gamma_P^{(+)}(\Delta^\circ_{k,m\lambda_n})}{2\Delta^\circ_{k,m\lambda_n}(M - 2\Delta^\circ_{k,m\lambda_n})} \times$$

$$\times (\lambda\cdot\Delta^\circ_{k,m\lambda} + \lambda_n\Delta^\circ_{k,m\lambda_n} - k)_\nu \frac{\Gamma_P(\Delta^\circ_{k,m\lambda})}{2\Delta^\circ_{k,m\lambda}(M - 2\Delta^\circ_{k,m\lambda})} \} \delta[(P+q)^2 - M^2].$$

Здесь $\lambda \equiv P/M$, $\lambda_n \equiv P_n/M_n$, а P_n и M_n есть соответственно импульс и масса n-го возбужденного состояния начального адрона.

Поскольку формфактор $G_n(Q^2)$ перехода в n-е возбужденное состояние определяется выражением /14/

$$\langle P_n | J_\mu | P \rangle = (P_n + P)_\mu G(Q^2) =$$

$$= \frac{2}{(2\pi)^3} \sum_q Q_q \int \frac{d^3\vec{p}}{\sqrt{m^2 + p^2}} \psi^+_n(\Delta^\circ_{p,m\lambda_n}) [\lambda_n \Delta^\circ_{p,m\lambda_n} + \lambda\cdot\Delta^\circ_{p,m\lambda} - p]_\mu \psi(\Delta^\circ_{p,m\lambda}),$$

то при $Q^2 \gg M^2$ из формулы /4.1/ окончательно получаем

$$W_2(Q^2,\nu) \simeq M^4 x^4 (\frac{2}{x} - 1)^2 \sum_n G_n(Q^2)\, \delta(W^2 - M_n^2). \qquad /4.2/$$

Вклад резонансных диаграмм с ростом Q^2 убывает в силу убывания

формфакторов, и асимптотика структурных функций адронов определяется вкладом "партонной" диаграммы на рис.2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в рамках ковариантной гамильтоновой формулировки квантовой теории поля /11/ мы получили выражение для структурных функций глубоконеупругого лептон-мезонного рассеяния в импульсном приближении через релятивистскую волновую функцию двухчастичной системы. Эта волновая функция удовлетворяет ковариантному трехмерному уравнению, выведенному в гамильтоновой формулировке теории поля /11/, которое совпадает по форме с уравнением, полученным в одновременной формулировке задачи двух тел. Рассмотрено также приближение, в котором амплитуда комптоновского рассеяния на кварк-антикварковой паре представляется в виде суммы амплитуд рассеяния фотона с рождением возбужденного двухчастичного связанного состояния. В этом приближении структурные функции мезонов выражаются через формфакторы переходов начального мезона в возбужденные состояния. Найденная формула согласуется с выражениями, полученными в резонансных моделях.

Авторы благодарны В.Г.Кадышевскому, С.П.Кулешову, В.Н.Капшаю и И.Л.Соловцову за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Основные правила шпурионной диаграммной техники можно сформулировать следующим образом:

1. Начертить диаграмму Фейнмана, отвечающую рассматриваемому процессу. Произвольным образом пронумеровать вершины и ориентировать каждую внутреннюю линию. Далее, не изменяя ориентации, заменить некоторые одинарные /фермионные/ линии двойными /антифермионными/ линиями так, чтобы в результате в каждой вершине диаграммы имело место сохранение фермионного заряда.

2. Соединить первую вершину со второй и т.д. пунктирными линиями, ориентированными в направлении возрастания номеров, и приписать каждой из них 4-импульс λr_j, где $j = 1,2,\ldots,n-1$ - номер вершины.

3. Каждой внутренней пунктирной линии с 4-импульсом λr_j поставить в соответствие пропагатор /2.1/, а каждой внутренней линии с импульсом p - одну из функций $S^+(p,m)$, $S^+(p,-m)$ или $\Delta^+(p)$ /согласно типу частицы/.

4. По всем переменным r_j и независимым импульсам произвести интегрирование.

5. Повторить действия, предусмотренные предыдущими пунктами, при всех n!

ЛИТЕРАТУРА

1. Bjorken J.D. Phys.Rev., 1969, 179, No.5, p.1547-1553.
2. Боголюбов Н.Н., Владимиров В.С., Тавхелидзе А.Н. ТМФ, 1972, 12, № 1, с.3-17; 1972, 12, № 3, с.305-330.
3. Владимиров В.С., Завьялов Б.И. ТМФ, 1979, 40, № 2, с.155-168.
4. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, 29, p.380-399.
5. Кадышевский В.Г., Тавхелидзе А.Н. Проблемы теоретической физики /Сборник, посвященный Н.Н.Боголюбову в связи с его шестидесятилетием/. "Наука", М., с.261-277; Логунов А.А. и др. ТМФ, 1971, 6, № 2, с.157-165; Kvinihidze A.N., Stoyanov D. JINR, E2-5746, Dubna, 1971.
6. Faustov R.N. Ann.Phys., 1973, 78, No.1, p.176-189.
7. Faustov R.N. Proc. V Int.Symp. on Many-Particle Hydrodynamics. Eisenach and Leipzig, June 4-10, 1974.
8. Саврин В.И. ТМФ, 1976, 29, № 3, с.347-356; 1979, 39, № 1, с.48-63; Квинихидзе А.Н. и др. ЭЧАЯ, 1977, 8, № 2, с.478-544; Krasnikov N.V., Chetyrkin K.G. Preprint INR, P-0036, Moscow, 1976.
9. Savrin V.I., Skachkov N.B. Nuovo Cim., 1981, 65A, No.1, p.1-14.
10. Kapshay V.N. et al. Nuovo Cim., 1981, 66A, No.1, p.45-62; ТМФ, 1982, 53, 11, с.20-31; ТМФ, 1982, 53, № 3, с.380-392.
11. Кадышевский В.Г. ЖЭТФ, 1964, 46, № 2, с.654-668; 1964, 46, № 3, с.872-884; Nucl.Phys., 1968, B6, No.2, p.125-148.
12. Кадышевский В.Г., Мир-Касимов Р.М., Скачков Н.Б. ЭЧАЯ, 1972, 2, № 3, с.635-705.
13. Kadyshevsky V.G., Mir-Kasimov R.M., Skachkov N.B. Nuovo Cim., 1968, 55A, No.2, p.233-257.
14. Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. ТМФ, 1980, 43, № 3, с.330-342.
15. Широков Ю.М. ЖЭТФ, 1958, 35, № 3, с.1005-1009; Чжоу Гуан-Чжао, Широков М.И. ЖЭТФ, 1958, 34, № 4, с.1230-1236; Macfarlane A.J. Rev.Mod.Phys., 1962, 34, No.1, p.41-55.
16. Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. ТМФ, 1979, 41, № 2, с.205-219.
17. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. "Наука", М., 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 октября 1983 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Линкевич А.Д. и др. Р2-83-746

Описание структурных функций мезонов в релятивистской теории связанных состояний

На основе ковариантной гамильтоновой формулировки квантовой теории поля найдены формулы для выражения структурных функций двухчастичных систем через релятивистские волновые функции связанных состояний. В импульсном приближении получена формула, совпадающая с соответствующим выражением, которое ранее было найдено в рамках одновременного подхода к проблеме описания двухчастичной системы. Получена формула для выражения структурных функций мезонов через формфакторы переходов в возбужденные состояния.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Linkevich A.D. et al. P2-83-746

Description of Structure Functions of Mesons in Relativistic Theory of Bound Systems

On the basis of the Hamiltonian formulation of quantum field theory there are obtained formulae for the structure functions of two-body systems through the relativistic wave functions of bound systems. In the impulse approximation the formula is obtained, which coincides with the corresponding expression obtained on the basis of the single-time formulation of the two-body problem.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой