

28/IV-84



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

2035/84

P2-84-40

В.И.Саврин, В.В.Санадзе, Н.Б.Скачков

ОПИСАНИЕ РАСПАДОВ СОСТАВНЫХ МЕЗОНОВ
НА ОСНОВЕ КОВАРИАНТНОЙ
ГАМИЛЬТОНОВОЙ ФОРМУЛИРОВКИ
ТЕОРИИ ПОЛЯ

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

Описанию распадов мезонов в рамках релятивистских кварковых моделей посвящено немало работ^{/1-5/}. Основными объектами, из которых конструируются в рамках этих моделей матричные элементы того или иного распада, являются: 1/ волновая функция связанного состояния двух кварков, описывающая вершину перехода мезона в кварк-антикварковую пару и 2/ амплитуда процесса перехода кварка и антикварка в конечные состояния - адроны, лептоны, фотоны.

В подходах, основанных на применении уравнения Бете-Солпитера, волновая функция находится как решение этого уравнения, а амплитуда определяется на основе фейнмановских диаграмм. Однако практическое использование этого формализма осложняется трудностями нахождения решений уравнения Бете-Солпитера. К тому же сама волновая функция этого двухчастичного уравнения содержит дополнительную, по сравнению с нерелятивистским формализмом, зависимость от относительного времени, что затрудняет ее вероятностную интерпретацию, формулировку граничных условий и т.п.

Поэтому в большинстве работ авторы переходят к одновременной волновой функции кварк-антикварковой системы, подчиняющейся уже трехмерным уравнениям квазипотенциального типа^{/6/}. Ядро уравнения строится по разработанной процедуре^{/6/} из фейнмановских матричных элементов амплитуды рассеяния, продолженных соответствующим образом; в квазипотенциальном подходе амплитуда перехода кварка и антикварка в конечное состояние тоже должна представлять собой фейнмановскую амплитуду, продолженную за энергетическую поверхность.

Процедура продолжения за энергетическую поверхность может быть определена различными способами^{/7/}. Поэтому представляет интерес использование такого подхода, в котором закон продолжения за энергетическую поверхность не носил бы рецептурного характера, а был бы заложен в самом формализме. Таким свойством обладает квазипотенциальный подход, основанный на шпурионной диаграммной технике, которая возникает в ковариантной гамилтоновой формулировке квантовой теории поля^{/8/}.

В настоящей работе в рамках ковариантной гамилтоновой формулировки квантовой теории поля получены выражения для процессов распада псевдоскалярного мезона на 2γ -кванта, а также распада $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu$. В следующем разделе приведены элементы шпурионной диаграммной техники, необходимые для получения квазипотенциального уравнения и расчета матричных элементов. В третьем разделе на основе этой техники выведены формулы, описывающие распады паразитрония и π -мезона на 2γ -кванта, а в четвертом аналогичным образом описан распад $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu$.

2. ЭЛЕМЕНТЫ КОВАРИАНТНОЙ ГАМИЛЬТОНОВОЙ ФОРМУЛИРОВКИ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Основное отличие гамильтоновой формулировки квантовой теории поля, предложенной В.Г.Кадышевским^{/8/}, от фейнмановской состоит в следующем. В фейнмановской формулировке импульсы частиц в промежуточных состояниях /виртуальные частицы/ лежат вне массовой поверхности и для каждой вершины выполняется закон сохранения энергии-импульса. В подходе Кадышевского импульсы всех частиц /в том числе и виртуальных/ принадлежат массовой поверхности, но каждая вершина находится вне "энергетической" поверхности, а именно: в каждую вершину входит дополнительная линия шпуриона-квазичастицы, переносщей 4-импульс $\lambda r_j / \lambda_\mu$ - единичный времениподобный вектор: $\lambda^2 = \lambda_\mu \lambda^\mu = 1$, r_j - скалярный параметр/. Внутренней шпурионной линии отвечает пропагатор

$$g(r_j) = \frac{1}{2\pi(r_j - i\epsilon)}. \quad /2.1/$$

Каждой внутренней линии, соответствующей виртуальной спинорной частице с 4-импульсом k_j и массой m , отвечает пропагатор

$$S_{\alpha\beta}^{(+)}(k_j, m) = \theta(k_j^0) (\gamma \cdot k_j + m)_{\alpha\beta} \delta(k_j^2 - m^2), \quad /2.2/$$

вид которого явно указывает на то, что импульс частицы и в промежуточном состоянии принадлежит массовому гиперболоиду

$$(k_j^0)^2 - k_j^2 = m^2. \quad /2.3/$$

Вершине перехода мезона с импульсом P в кварк с импульсом k_1 , антикварк с импульсом k_2 и шпурион с импульсом λr сопоставим обобщенную вершинную функцию $\Gamma(k_1, k_2 | P, \lambda r)$, которую^{/9/} определим с помощью соотношения

$$\langle k_1, q_1; k_2, q_2 | R(\lambda r) | P, M, J, Q \rangle = (2\pi)^4 \frac{\Gamma_{m_j}^j(k_1, k_2 | P, \lambda r)}{\sqrt{2k_1^0 2k_2^0 2P^0}} \times \delta(P - k_1 - k_2 + \lambda r). \quad /2.4/$$

Здесь P, M, J, m_j и Q - соответственно импульс, масса, спин, проекция спина и заряд нуклона, а k_1, k_2 и q_1, q_2 - импульсы и заряды составляющих кварка и антикварка. Оператор эволюции системы $R(\lambda r)$ определен вне энергетической поверхности, но при $r = 0$ он связан с физической S матрицей соотношением $S = 1 + iR(0)$. Согласно^{/8/} $R(\lambda r)$ удовлетворяет операторному уравнению

$$R(\lambda r) = -H(\lambda r) - \int H(\lambda r - \lambda r') R(\lambda r') \frac{dr'}{2\pi(r' - i\epsilon)}. \quad /2.5/$$

Через $H(\lambda r)$ в /2.5/ обозначен фурье-образ плотности гамильтониана теории.

Заметим, что определенные с помощью соотношения /2.4/ обобщенные вершинные функции не являются объектами, рассчитываемыми методами теории возмущений. Их вид может быть найден на основе динамических уравнений. Чтобы получить такое уравнение для $\Gamma(k_1, k_2 | P, \lambda r)$, заключим /2.5/ в те же обкладки, что и оператор $R(\lambda r)$ в /2.4/. Далее, применив стандартную методику получения квазипотенциального уравнения, изложенную в^{/10/}, находим

$$\Gamma_{\alpha\beta}(k_1, k_2 | P, \lambda r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int dk'_1 dk'_2 \frac{dr'}{r' - i\epsilon} V_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(k_1, k_2 | k'_1, k'_2) \times S_{\nu\sigma}^{(+)}(k'_1, m) S_{\kappa\mu}^{(+)}(k'_2, -m) \Gamma^{\sigma\kappa}(k'_1, k'_2 | P, \lambda r) \delta^{(4)}(P - k'_1 - k'_2 + \lambda r). \quad /2.6/$$

Будем искать решение /2.6/ с наперед заданной спинорной структурой. С учетом псевдоскалярности π -мезона положим

$$\Gamma_{\alpha\beta}(k_1, k_2 | P, \lambda r) = (\gamma_5)_{\alpha\beta} \Gamma(k_1, k_2 | P, \lambda r). \quad /2.7/$$

Для дальнейших расчетов удобно выбрать 4-вектор λ , направленный вдоль импульса составной частицы $\lambda^\mu = P^\mu / M$. Тогда, как это было показано в^{/10/}, вершинная функция $\Gamma(k_1, k_2 | P, \lambda r)$ становится зависимой лишь от одного скалярного аргумента, в качестве которого удобно выбрать величину $\Delta_{k, m\lambda}^0$, являющуюся временной компонентой 4-импульса $\Delta_{k, m\lambda}^\mu \equiv (\Lambda_P^{-1} k)^\mu$. Таким образом, имеем

$$\Gamma(k_1, k_2 | P, \lambda r) = \Gamma(\Delta_{k, m\lambda}^0). \quad /2.8/$$

Тогда уравнение /2.6/ можно представить в виде

$$\Gamma(\Delta_k^0) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 \vec{\Delta}_{k'}}{2\Delta_{k'}^0} \Gamma(\Delta_{k'}^0) \frac{\text{Sp}\{\gamma^5 (\hat{k}' - m) \gamma^5 (\hat{k} + m)\}}{2\Delta_{k'}^0 [M - 2\Delta_{k'}^0 + i\epsilon]} V(\Delta_k^0; \vec{\Delta}_{k'}), \quad /2.9/$$

где введены обозначения $\vec{\Delta}_k \equiv \vec{\Delta}_{k_1} = -\vec{\Delta}_{k_2}$.

Определим волновую функцию следующим образом^{/9/}:

$$\Phi(\Delta_k^0) = \frac{\Gamma(\Delta_k^0)}{2\Delta_k^0 [M - 2\Delta_k^0 + i\epsilon]}. \quad /2.10/$$

Из /2.9/ для волновой функции /2.10/ следует уравнение^{/11/}

$$(\Delta_k^0)^2 (M - 2\Delta_k^0) \Phi(\Delta_k^0) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 \vec{\Delta}_{k'}}{2\Delta_{k'}^0} 4(2\Delta_{k'}^0 - 2\Delta_k^0) (2\Delta_{k'}^0 \Delta_{k'}^0 - m^2) \times V(\Delta_k^0; \vec{\Delta}_{k'}) \Phi(\Delta_{k'}^0). \quad /2.11/$$

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

Рассмотрим два модельных квазипотенциала. Вершину виртуального перехода парапозитрония как связанного состояния в электрон-позитронную пару будем искать как решение уравнения /2.9/ с потенциалом однофотонного обмена. А для вершины перехода π -мезона в виртуальные кварк и антикварк используем потенциал одноглюонного обмена.

В терминах вектора $\Delta_{k,m\lambda}$ для квазипотенциала электромагнитного взаимодействия /однофотонный обмен/ имеем выражение /10,12/

$$V_0^{\text{КЭД}} = \frac{4\pi\alpha}{q^2} = - \frac{2\pi\alpha}{(-M + \Delta_k^0 + \Delta_k^0 + |\vec{\Delta}_k - \vec{\Delta}_k'|)(|\vec{\Delta}_k - \vec{\Delta}_k'|)}, \quad /2.12/$$

а для квазипотенциала, отвечающего в КХД одноглюонному обмену, соответственно

$$V_0^{\text{КХД}} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} = \frac{(4\pi)^2}{\beta_0(-M + \Delta_k^0 + \Delta_k^0 + |\vec{\Delta}_k - \vec{\Delta}_k'|)(|\vec{\Delta}_k - \vec{\Delta}_k'|) \ln \left\{ \frac{1}{\Lambda^2} (-M + \Delta_k^0 + \Delta_k^0 + |\vec{\Delta}_k - \vec{\Delta}_k'|)(|\vec{\Delta}_k - \vec{\Delta}_k'|) \right\}}, \quad /2.13/$$

где $\beta_0 = 11 - 2/3 N_f$, N_f - число ароматов, а Λ - свободный масштабный параметр теории.

Для уравнения /2.11/ с квазипотенциалами /2.12/ и /2.13/ найдем в качестве приближенного решения следующие релятивистские волновые функции /11,12/: для КХД взаимодействия

$$\phi^{\text{КХД}}(\chi_p) = \frac{C_0 \chi_p}{(\text{ch} \chi_p - M/2m) [\chi_p^2 + \arccos M/2m]}, \quad /2.14/$$

для электромагнитного взаимодействия

$$\phi^{\text{КЭД}}(\chi_p) = \frac{C_0 \text{sh} \chi_p}{(\text{ch} \chi_p - M_{e^+e^-}/2m_e)^2}. \quad /2.15/$$

В /2.14/ и /2.15/ введена параметризация $|\vec{p}| = m \text{sh} \chi_p$, $p^0 = m \text{ch} \chi_p$, а переход от волновой функции $\Phi(\Delta_k^0)$ к функции $\phi(\chi_p)$ осуществляется с помощью соотношения

$$\Phi(\Delta_k^0) = \frac{4\pi}{m \text{sh} \chi_p} \phi(\chi_p). \quad /2.16/$$

Волновые функции /2.14/ и /2.15/ удовлетворяют следующему условию нормировки /11/:

$$\int \text{ch} \chi |\phi(\chi)|^2 d\chi = \frac{\pi M}{2m}. \quad /2.17/$$

Здесь M - масса составного объекта, а m - масса составляющих.

3. РАСПАДЫ π^0 -МЕЗОНА И ПАРАПОЗИТРОНИЯ (e^+e^-) НА 2γ -КВАНТА

В рамках гамильтоновой формулировки квантовой теории поля в матричный элемент процесса $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ дают вклад четыре диаграммы, изображенные на рис.1. Надо отметить, что наряду с рассматриваемыми диаграммами в данном порядке по константе связи можно нарисовать диаграммы, в которых шпуронные линии направлены иным образом. Число таких топологически возможных диаграмм равно 24. Однако в вершинах всех остальных диаграмм, кроме изображенных на рис.1, будет нарушаться закон сохранения электрического заряда, поэтому они вклада не дают. Матричный элемент диаграммы 1а имеет вид

$$M_{\nu\mu}^a(P; q, q_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \Gamma_{\alpha\beta}(P; k_1, k_2) d^4k_2 S_{\beta\gamma}^{(+)}(k_2, -m) \frac{dr_2}{r_2 - i\epsilon} \times \\ \times \delta^4(P + \lambda r_2 - k_1 - k_2) \gamma_\nu d^4k_3 S_{\gamma\sigma}^{(+)}(k_3, m) \frac{dr_1}{r_1 - i\epsilon} \gamma^\mu d^4k_1 S_{\sigma\alpha}^{(+)}(k_1, m) \times /3.1/ \\ \times \delta^4(k_1 + \lambda r_1 - k_3 - \lambda r_2 - q_1) \delta^4(k_3 + k_2 - \lambda r_1 - q_2).$$

Представим, как и раньше, спиновую структуру вершинной функции согласно /2.7/ и произведем интегрирование по переменным k_1 и k_3 с помощью δ^4 -функций, присутствующих в /3.1/, а по переменным r_1 и r_2 - с использованием δ -функций, входящих в пропагатор спиновых частиц /см./2.2//. В итоге получим

$$M_{\nu\mu}^a(P; q_1, q_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{d^3\vec{k}_2}{2k_2^0} \frac{\Gamma(P; k_1, k_2)}{r_2^+ |r_2^+ - r_2^-|} \frac{1}{r_1^+ |r_1^+ - r_1^-|} \times /3.2/ \\ \times \text{Sp} \{ \gamma_5 (\hat{k} - m) \gamma^\nu (\hat{\lambda} r_1^+ + \hat{q}_2 - \hat{k}_2 + m) \gamma^\mu (\hat{P} + \hat{\lambda} r_2^+ - \hat{k}_2 + m) \}.$$

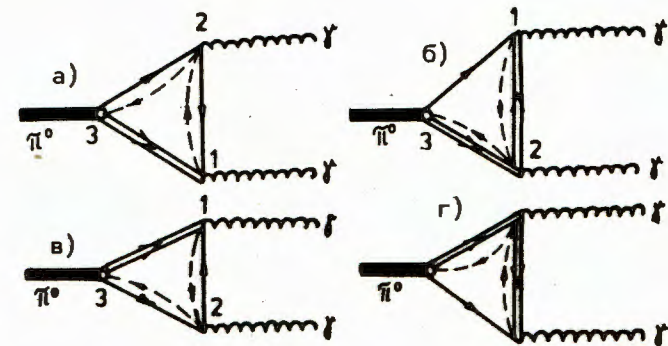


Рис.1

Здесь

$$\begin{aligned} r_1^\pm &= -\lambda(q_2 - k_2) \pm \sqrt{[\lambda(q_2 - k_2)]^2 + q_2(q_2 - 2k_2)}, \\ r_2^\pm &= -\lambda(P - k_2) \pm \sqrt{[\lambda(P - k_2)]^2 - M^2 + 2Pk_2}. \end{aligned} \quad /3.3/$$

Вычислим в /3.2/ след и направим вектор λ вдоль импульса мезона $\lambda^\mu = P^\mu/M$. Тогда, пользуясь соотношением /2.10/, находим

$$\begin{aligned} M_{\mu\nu}^a(P, q_1, q_2) &= \frac{8s_{qam}}{(2\pi)^{3/2} M_\pi} \int \frac{d^3 \vec{\Delta}_k}{2\Delta_k^\circ} 2\Delta_k^\circ \Phi(\Delta_k^\circ) \epsilon_{\nu\mu\rho\sigma} (q_2^\rho) (q_1^\sigma) \times \\ &\times \frac{1}{2\sqrt{m^2 + (\vec{q}_1 - \vec{\Delta}_k)^2} [-(q_1^\circ - \Delta_k^\circ) + \sqrt{m^2 + (\vec{q}_1 - \vec{\Delta}_k)^2}] + (q_1 \rightarrow q_2)}. \end{aligned} \quad /3.4/$$

Здесь $q_\mu' = \Lambda^{-1}(q_\mu)$, $\Lambda^{-1}P = (M, \vec{0})$.

Рассчитав аналогичным образом матричные элементы диаграмм 1б, 1в и 1г, получим

$$M = M^a + M^b + M^v + M^r = M^b + M^r = 2M^r. \quad /3.5/$$

Другими словами, матричные элементы диаграмм 1а и 1б взаимно сокращают друг друга, а - диаграмм 1в и 1г - совпадают.

С другой стороны, амплитуда аннигиляции π^0 -мезона в два фотона может быть представлена стандартным образом в следующем виде:

$$M_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma} = F_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma} e_1^\mu e_2^\nu \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_1^\rho P^\sigma, \quad /3.6/$$

где $F_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma}$ является постоянной распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Сравнивая /3.6/ с /3.4/ и учитывая /3.5/, для постоянной распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ находим

$$F_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma} = \frac{8m_q s_{qa}}{\sqrt{2\pi} M_\pi} \int_0^\infty \frac{d^3 \vec{\Delta}_k}{2\Delta_k^\circ} \Phi(\Delta_k^\circ) \int_{-1}^{+1} \frac{d \cos(\vec{q}_1', \vec{\Delta}_k)}{2\sqrt{m^2 + (\vec{q}_1 - \vec{\Delta}_k)^2} [-(q_1^\circ - \Delta_k^\circ) + \sqrt{m^2 + (\vec{q}_1 - \vec{\Delta}_k)^2}]} d\phi \quad /3.7/$$

После интегрирования в /3.7/ по сферическим углам окончательно получим

$$\begin{aligned} F_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma} &= \frac{8m_q s_{qa}}{M_\pi} \sqrt{2\pi} \int \frac{d|\vec{k}|}{2k^\circ} \Phi(k^\circ) \frac{1}{2|\vec{k}| |\vec{q}_1|} \left\{ \ln \left| \frac{|\vec{k}| - k^\circ}{|\vec{k}| + k^\circ} \right| + \right. \\ &+ \ln \left| \frac{z_1 + (q_1^\circ - k^\circ)}{z_1 - (q_1^\circ - k^\circ)} \right| - \ln \left| \frac{z_2 + (q_1^\circ - k^\circ)}{z_2 - (q_1^\circ - k^\circ)} \right| \left. \right\} + (q_1 \rightarrow q_2), \end{aligned} \quad /3.8/$$

где мы ввели обозначения

$$z_1 = \sqrt{(k^\circ)^2 + (q_1^\circ)^2 - 2q_1^\circ |\vec{k}_1|}; \quad z_2 = \sqrt{(k^\circ)^2 + (q_1^\circ)^2 + 2q_1^\circ |\vec{k}_1|}. \quad /3.9/$$

Расчет распада парапозитрония $(e_+ e_-) \rightarrow 2\gamma$ полностью аналогичен расчету рассмотренного процесса. В этом случае также будут доминировать диаграммы, изображенные на рис.1. Для получения константы распада $F_{(e_+ e_-) \rightarrow 2\gamma}$ достаточно в /3.8/ заменить m_q на массу электрона, M_π на массу связанного состояния $(e_+ e_-)$, а в качестве волновой функции $\Phi(k^\circ)$ выбрать волновую функцию /2.15/.

4. РАСПАД π^\pm -МЕЗОНА НА МЮОН И НЕЙТРИНО

Диаграмма распада $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}$ представлена на рис.2. Записывая матричный элемент этого процесса, заметим, что вершину четырех-фермионного взаимодействия надо представить как произведение слабого V-A тока на аксиальный слабый адронный ток /в адронный ток войдет только аксиальная часть тока из-за псевдоскалярности π -мезона/. С учетом вышесказанного, следуя разделу 2, находим

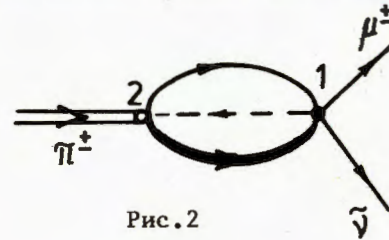


Рис.2

$$\begin{aligned} M &= \int dk_1 dk_2 dr (\hat{O})_{\alpha\beta} \Gamma^\circ(P; k_1, k_2; \lambda r) S_{\beta\sigma}^{(+)}(k_1, m) (\gamma_\mu \gamma_5)_{\sigma\kappa} \times \\ &\times S_{\kappa\alpha}^+(k_2, -m) \frac{1}{2\pi(r-i\epsilon)} \bar{u}_\rho^\mu(\vec{q}_1) (\gamma^\mu (1 + \gamma_5))_{\rho\rho'} u_{\rho'}^{\bar{\nu}}(\vec{q}_2) \times \\ &\times \delta(P - k_1 - k_2 + \lambda r) \delta(k_1 + k_2 - \lambda r - q_1 - q_2). \end{aligned} \quad /4.1/$$

Здесь, как и раньше, мы выделили спиновую структуру адронной вершины, а \bar{u}^μ и $u^{\bar{\nu}}$ - биспиноры соответственно мюона и антинейтрино. Аналогично процедуре, которая была описана во втором разделе, перейдем в /4.1/ к инвариантным переменным $\Delta_{k, m\lambda}^\mu$. При этом имеем

$$\begin{aligned} M &= \int \frac{d^3 \vec{\Delta}_k}{2\Delta_k^\circ} \Phi(\Delta_k^\circ) \text{Sp} \{ \gamma_5 (\hat{\Delta}_k + m) \gamma_\mu \gamma_5 (\hat{\Delta}_P - \hat{\Delta}_k + \hat{\lambda}r - m) \} \times \\ &\times \bar{u}^\mu(q_1) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u^{\bar{\nu}}(q_2) \delta(P - q_1 - q_2) u_\pi(P). \end{aligned} \quad /4.2/$$

После расчета следа в /4.2/ мы приходим к окончательному выражению для матричного элемента:

$$M = G_A \frac{\sqrt{2\pi} m}{M} \int \frac{d^3 \vec{\Delta}_k}{2k^\circ} \Phi(k^\circ) P^\mu \bar{u}_\rho^\mu(\vec{q}_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_{\rho'}^{\bar{\nu}}(\vec{q}_2) u_\pi(P). \quad /4.3/$$

С другой стороны, тот же матричный элемент можно представить стандартным образом:

$$M = G f_{\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}} \bar{u}^{\mu}(q_1) \hat{P}(1 + \gamma_5) u^{\nu}(q_2) u_{\pi}(P). \quad /4.4/$$

Здесь $f_{\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}}$ — константа распада π -мезона на мюон и антинейтрино. Сравнивая /4.3/ и /4.4/, для константы распада находим следующее выражение:

$$f_{\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}} = \frac{2m\sqrt{2\pi}G_A}{GM} f|\Delta_k| \frac{d|\Delta_k|}{2\Delta_k^0} \Phi(\Delta_k^0). \quad /4.5/$$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на основе гамильтоновой формулировки квантовой теории поля мы рассмотрели распады таких связанных систем, как парапозитроний (e_+e_-) и π^0 -мезон, на 2γ -кванта, а также распад $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \bar{\nu}$. Для нахождения вероятности перехода составной части системы в его составляющие мы использовали волновые функции связанного состояния. Последние являются решениями динамического уравнения, возникающего в гамильтоновой формулировке квантовой теории поля и совпадающего по форме с трехмерным квазипотенциальным уравнением, полученным в рамках одновременного подхода к проблеме описания связанных систем.

Авторы благодарны В.Калиссу за участие в работе в ее начальной стадии, а также А.Н.Сисакяну, Г.Ю.Тюменкову и О.Ю.Шевченко за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Матвеев В.А., Струтинский Б.В., Тавхелидзе А.Н. ОИЯИ, P2-2527, Дубна, 1965.
2. Van Royen R., Wesskopf V.F. Nuovo Cimento, 1967, 50A, p.617.
3. Savrin V.I., Skachkov N.B. Lett.Nuovo Cim., 1980, 29, No.11, p.363-369.
4. Bergstrom Y. et al. Phys.Lett., 1979, 82B, p.419.
5. Козлов Г.А. и др. ОИЯИ, P2-83-129, Дубна, 1983.
6. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cimento, 1963, 29, p.380.
7. Фаустов Р.Н. ЭЧАЯ, 1972, т.3, с.238.
8. Кадышевский В.Г. ЖЭТФ, 1968, 46, № 2, с.654-662; № 3, с.с. 872, 883; Kadyshesky V.G. Nucl.Phys., 1968, B6, No.12, p.125-148.
9. Скачков Н.Б. Соловцов И.Л. ТМФ, 1980, 43, № 3, с.330-342.
10. Kadyshesky V.G., Mateev M.D. Nuovo Cimento, 1968, 55A, No.2, p.275-300.
11. Саврин В.И., Скачков Н.Б., Тюменков Г.Ю. ТМФ, 1983, № 2, с. 173-182.
12. Крючков С.В. и др. ОИЯИ, P2-84-10, Дубна, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 января 1984 года

Саврин В.И., Санадзе В.В., Скачков Н.Б.

P2-84-40

Описание распадов составных мезонов на основе ковариантной гамильтоновой формулировки теории поля

В рамках ковариантной гамильтоновой формулировки квантовой теории поля описаны распады псевдоскалярного мезона и парапозитрония на два фотона, а также распад $\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}$. Мезоны рассматривались как связанное состояние спинорных кварка и антикварка.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Savrin V.I., Sanadze V.V., Skachkov N.B.

P2-84-40

Description of Composite Meson Decay
in the Hamiltonian Formulation of Field Theory

On the basis of a covariant hamiltonian formulation of quantum field theory the decay of pseudoscalar mesons and decay $\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}$ are described. The mesons were considered as bound systems of a spinor quark and a anti-quark.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984