

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-87-235

Б.В.Быковский, В.А.Мещеряков

МНОГОПОЛЮСНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ρ -МЕЗОНА
В ПИОННОМ ФОРМФАКТОРЕ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1987

Введение

В настоящее время известно значительное количество мезонных и барионных резонансов, однако до сих пор не существует сколько-нибудь полной теории, претендующей на описание данного явления. Целью работы является попытка рассмотреть резонанс с точки зрения аналитических свойств амплитуды рассеяния и показать, что получение многих характеристик резонансов упрощается за счет правильного выбора структуры римановой поверхности. В частности, применение данного подхода к ρ -мезонному резонансу позволяет описать на его основе поведение электромагнитного фактора пиона в широком интервале энергий.

В основе описания резонансов лежит свойство факторизуемости элементов матрицы рассеяния, а именно: если реакция проходит так, что может образоваться промежуточное состояние с массой

M_R , то поведение амплитуды при импульсах q^2 , близких к M_R^2 , похоже на распространение свободной частицы^{/1/}. Если состояние нестабильно, то в пределе малой ширины распада Γ_R матричный элемент зависит от импульса как $[q^2 - (M_R^2 - i\Gamma_R M_R)]^{-1}$.

Более общим является случай, когда Γ_R является некоторой конечной функцией от импульса (хорошо известно, что около порога $\Gamma \sim q^{2\ell+1}$, где ℓ - орбитальный момент), определение которой требует ряда дополнительных предположений^{/2/}.

С аналитической точки зрения (в пределе малых Γ_R) резонанс можно интерпретировать как два сопряженных полюса на комплексной плоскости импульса. В данной работе на примере ρ -мезона будет показано, что резонанс с конечной шириной также можно описать набором полюсов на комплексной плоскости некоторой униформизирующей амплитуду переменной, аналитическая структура которой зависит от физических предположений модели.

Хорошо известно, что ρ -мезон в значительной степени определяет поведение электромагнитного формфактора пиона. Последний, в свою очередь, представляет чрезвычайно удобный объект для наших целей, т.к. аналитические свойства формфактора хорошо изучены^{/2,3/}, а большое количество экспериментальных данных позволяет сопоставлять предсказания модели с результатами измерений^{/4/}. Поскольку сами параметры ρ -резонанса определяются через формфактор, наша задача состоит в нахождении представления для формфактора с учетом сделанных выше предположений о том, каким именно образом нужно строить зависимость формфактора от ρ -мезона.

Работа состоит из трех частей и заключения. В первой части коротко перечислены необходимые в дальнейшем сведения о пионном формфакторе. Часть вторая посвящена построению модели и некоторым дополнительным предположениям относительно структуры римановой поверхности формфактора. Результаты расчетов и сравнение с экспериментом составляют содержание последней части.

1. Основные свойства формфактора пиона

Электромагнитный формфактор пиона представляет собой граничное значение $F_\pi(t) = \lim_{\epsilon \rightarrow +0} F(t+i\epsilon)$ аналитической функции $F(t)$ на комплексной плоскости t с разрезом вдоль действительной оси от $4m_\pi^2$ до $+\infty$ (далее везде $m_\pi = 1$). Упругий порог $t=4$ является корневой точкой ветвления, и следовательно, риманова поверхность $F(t)$ двулистка. Сшивание двух листов происходит вдоль упругого разреза с использованием условия двучастичной унитарности

$$\text{Im } F_\pi(t) = f_1^*(t) F_\pi(t). \quad (I)$$

Амплитуда $f_1^*(t)$ $\pi\pi$ -рассеяния, входящая в (I), приводит к появлению на втором листе римановой поверхности левого разреза вдоль действительной оси ($t \leq 0$) и двух полюсов, соответствующих

щих ρ -мезону^{/5/}. Следствием условия унитарности является также равенство фазы $\delta_\pi(t)$ электромагнитного формфактора пиона и фазы $\delta_1^*(t)$ изовекторной ρ -волны амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния, причем для фаз выполняется соотношение

$$\delta_\pi(t) = \delta_1^*(t) \sim a_1^* q^3, \quad q \rightarrow 0, \quad (2)$$

где a_1^* - волновая изовекторная длина $\pi\pi$ -рассеяния и $q = [(t-4)/4]^{1/2}$ - импульс пиона в ЦМ системе.

Нетрудно показать, что из (2) следуют условия на пороговое поведение мнимой части формфактора:

$$\text{Im } F_\pi(t) |_{q=0} = 0, \quad (3a)$$

$$\frac{\partial}{\partial q} \text{Im } F_\pi(t) |_{q=0} = 0, \quad (3б)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial q^2} \text{Im } F_\pi(t) |_{q=0} = 0. \quad (3в)$$

Кроме того, на формфактор налагают обычное условие нормировки, которое следует из определения электрического заряда пиона:

$$F_\pi(t) |_{t=0} = 1. \quad (4)$$

Еще одно полезное соотношение возникает, когда мы хотим фиксировать вычет формфактора в ρ -мезонных полюсах. В рамках модели векторной доминантности (в пределе $\Gamma \rightarrow 0$) формфактор имеет вид^{/2,6/}

$$F_\pi(t) = \frac{m_\rho^2 f_{\rho\pi\pi} / f_\rho}{4(q_{\rho 0} + q)(q_{\rho 0} - q)}, \quad (5)$$

где $q_{\rho 0} = \lim_{\Gamma \rightarrow 0} q_\rho = [(m_\rho^2 - 4)/4]^{1/2}$ и $f_{\rho\pi\pi}/f_\rho$ - отношение эффективных констант взаимодействия.

Условие двучастичной унитарности (I) справедливо только в упругой области. Начиная с $t = 16$ на комплексной плоскости

t появляются разрез, соответствующие неупругим порогам, что приводит к значительному усложнению структуры римановой поверхности фактора. Этот вопрос еще будет обсуждаться в части 2 при рассмотрении физических основ модели.

2. Представление пионного фактора

Продолжением фактора $F_{\pi}(t)$ на комплексную плоскость переменной t является функция, аналитическая везде, кроме расположенных на действительной оси точек ветвления, соответствующих упругому (точка ветвления корневого типа) и неупругим порогам. Из (I) следует также, что фактор должен включать в себя сингулярности, входящие в амплитуду f_1^{π} π -волны $\pi\pi$ -рассеяния.

Чтобы выделить особенности, соответствующие вкладу ρ -мезонного резонанса, воспользуемся униформизирующим преобразованием переменных, а именно, построим конформное отображение плоскости t в комплексную плоскость $w(t)$, учитывающее в явном виде все сингулярности фактора за исключением непосредственно связанных с ρ -мезоном.

Большое число неупругих порогов приводит к тому, что риманова поверхность фактора имеет сложную структуру. В настоящей работе вместо совокупности порогов для учета неупругости вводится один эффективный порог (t_{inel} - свободный параметр), представляющий собой точку ветвления корневого типа. Как показано в [7] такого приближения вполне достаточно для описания существующих экспериментальных данных. Неупругий разрез на комплексной плоскости расположен между t_{inel} и $+\infty$.

В рамках сделанных предположений фактор обладает тремя корневыми точками ветвления: упругий и эффективный неупругий пороги и точка ветвления $t = 0$ на нефизическом листе (левый разрез амплитуды $f_1^{\pi}(t)$ $\pi\pi$ -рассеяния), следовательно, риманова поверхность фактора восьмилистна.

Переход к фактору, зависящему от импульса $q = (t/4 - 1)^{1/2}$, позволяет освободиться от упругого разреза в комплексной плоскости q . При этом физический лист римановой поверхности фактора переходит в верхнюю полуплоскость $q > 0$, а лист, содержащий сингулярности амплитуды f_1^{π} (точка ветвления $t = 0$ и ρ - мезонные полосы), в нижнюю полуплоскость. Эффективный неупругий порог порождает в плоскости q две корневые точки ветвления $\pm q_{inel}$,

$$q_{inel} = [(t_{inel} - 4)/4]^{1/2}, \quad (6)$$

левый разрез амплитуды f_1^{π} простирается от $-i$ до $-i\infty$ (рис. 1а)

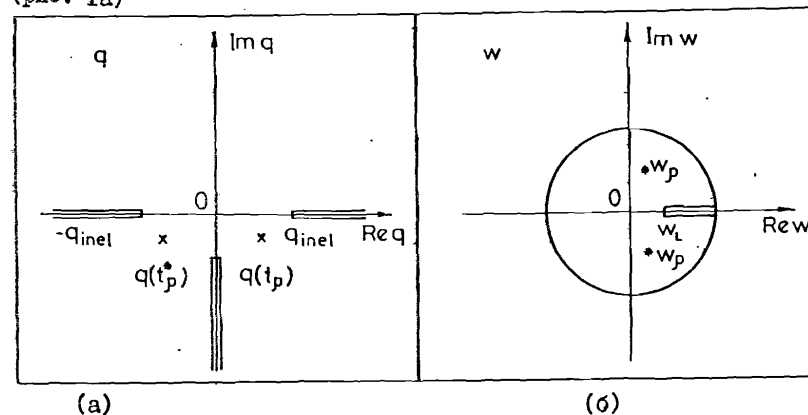


Рис. 1.

Схематическое представление особенностей фактора в плоскости q (а) и w (б).

Применением обратного преобразования Жуковского

$$w = i \frac{[q_{inel} + q]^{1/2} - [q_{inel} - q]^{1/2}}{[q_{inel} + q]^{1/2} + [q_{inel} - q]^{1/2}} \quad (7)$$

плоскость q переводится в единичный круг на плоскости w . Неупругий разрез исчезает, а разрез $[-i, -i\infty]$ отображается в $[w_L, 1]$ (рис. 1 б), где

$$\omega_1 = i \frac{[q_{inel} - i]^{1/2} - [q_{inel} + i]^{1/2}}{[q_{inel} - i]^{1/2} + [q_{inel} + i]^{1/2}} \quad (8)$$

Проделав аналогичные преобразования, можно убрать оставшийся разрез. В результате формфактор не будет иметь в плоскости новой переменной точек ветвления, и все особые точки будут связаны с g -резонансом^{/8/}. При устранении последнего разреза не возникает никаких принципиальных затруднений, однако данная замена переменных является весьма громоздкой, и в целях упрощения дальнейших формул можно воспользоваться тем, что разрез $[-i, -i\infty]$ на комплексной плоскости w хорошо аппроксимируется совокупностью нуля и полюса^{/9/}. В этом случае вместо разреза на мнимой оси в нижней полуплоскости появляются нуль и полюс. Риманова поверхность формфактора становится четырехлистной, и следовательно, w есть искомая униформизирующая переменная.

Резонанс в пределе малых Γ описывается формулой Брейта-Вигнера^{/1/}, т.е. на комплексной плоскости импульса амплитуды расположены два полюса. Из условия $F^*(q) = F(q^*)$ следует, что полюса являются комплексно-сопряженными величинами. Применение униформизирующего преобразования переводит два сопряженных полюса на плоскости q в четыре полюса на плоскости w . В рамках "наивной" модели векторной доминантности электромагнитный формфактор также содержит зависимость от импульса в виде двух полюсных членов (5), причем полюса лежат на действительной оси.

Пусть полюс формфактора q_g при преобразовании (7) отображается в w_1 и w_2 , а q_g^* в w_1' и w_2' . Нетрудно показать, что при этом должны выполняться соотношения

$$w_1 \cdot w_2 = -1, \quad w_1' \cdot w_2' = -1 \quad (9)$$

и

$$w_1^* = w_1', \quad w_2^* = w_2'. \quad (10)$$

Условие (10) отражает фундаментальное свойство формфактора $F(q) = F(q^*)$, в то время как (9) есть следствие предположения о том, что резонанс описывается полюсом первого порядка в плоскости t . Представляется целесообразным, сохранив соотношение (10), считать полюса w_1 и w_2 комплексной плоскости свободными параметрами. Очевидно, что "наивная" модель векторной доминантности получается как частный случай, когда полюса w_1 и w_2 удовлетворяют условиям (9).

С учетом сделанных выше предположений об аппроксимации левого разреза амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния совокупностью нуля и полюса для пионного формфактора получается следующее представление:

$$F[w(q)] = c \frac{w - w_2}{w - w_p} \frac{(1 - w^2)^2}{(w - w_1)(w - w_2)(w - w_1^*)(w - w_2^*)}, \quad (II)$$

где $c = \frac{m_p^2}{m_g^2 - 1} \frac{f_{\pi\pi}}{f_g}$. В случае когда $w_2 = w_p$, при выполнении условия (9) формула (II) переходит в выражение для формфактора пиона в модели векторной доминантности (5).

Формула (II) содержит ряд феноменологических параметров, кроме того, в определение униформизирующего преобразования (7) входит q_{inel} - импульс, соответствующий неупругому порогу.

Для определения указанных параметров воспользуемся налагаемыми на формфактор пороговыми условиями (2) и (3). Кроме того, такие характеристики g -мезона, как масса и ширина распада, также выражаются через формфактор

$$\text{Re } F(t) \Big|_{t=m_g^2} = 0, \quad (12)$$

$$\Gamma = \left(m_g \frac{d\delta(t)}{dt} \right)^{-1} \Big|_{t=m_g^2} \quad (13)$$

(где $\delta(t)$ - фаза пионного формфактора) и могут быть использованы для определения параметров, входящих в (II). Еще одно усло-

вие возникает из определения среднеквадратичного радиуса ρ - мезона

$$\langle r_{\rho}^2 \rangle = 6 \frac{dF(t)}{dt} \Big|_{t=0} \quad (I4)$$

Существует другая возможность: определить параметры, входящие в (II), фиксируя экспериментальные значения пионного формфактора, и только после этого проверить выполнение условий (2)-(4) и (I2)-(I4). Такой подход является более последовательным, однако требует не только сложных машинных расчетов, но и учета вкладов в формфактор от высших мезонных резонансов, таких как ρ^+ и ρ^0 . Подобное исследование будет проведено позднее, а для наших целей достаточно уметь определять параметры в (II) из перечисленных выше условий.

Нетрудно показать, что равенства (3а,в) удовлетворяются тождественно в силу действительности формфактора и свойств отображения (7). Условие (3б) принимает вид

$$\frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2} + \frac{1}{w_1^*} + \frac{1}{w_2^*} = \frac{1}{w_2} - \frac{1}{w_p} \quad (I5)$$

Нормировка формфактора, длина рассеяния амплитуды и среднеквадратичный радиус ρ - мезона дают три уравнения

$$c \frac{w_2 + w_L}{w_p + w_L} \frac{(1 - w_L^2)^2}{(w_1 + w_L)(w_2 + w_L)(w_1^* + w_L)(w_2^* + w_L)} = 1, \quad (I6)$$

$$a_1^1 = \frac{1}{24 q_{inel}^3} \left[\frac{1}{w_2^3} - \frac{1}{w_p^3} - \frac{1}{w_1^3} - \frac{1}{w_2^3} - \frac{1}{w_1^{*3}} - \frac{1}{w_2^{*3}} \right], \quad (I7)$$

$$\langle r_{\rho}^2 \rangle = \frac{3}{2} w_L \frac{1 - w_L^2}{1 + w_L^2} \left[\frac{w_2 - w_p}{(w_p + w_L)(w_2 + w_L)} + \frac{4w_L}{1 - w_L^2} + \frac{1}{w_1 + w_L} + \frac{1}{w_1^* + w_L} + (w_1 \rightarrow w_2) \right], \quad (I8)$$

где w_L - образ точки ветвления $q = -i$ (8).

Масса и ширина ρ - резонанса определены при $t = m_{\rho}^2$, что соответствует $w_{\rho}^2 = -(q_{inel} - \sqrt{q_{inel}^2 - q_{\rho}^2})^2 / q_{\rho}^2$ (где $q_{\rho}^2 = m_{\rho}^2/4 - 1$) в плоскости w . Уравнения, фиксирующие массу и ширину ρ - мезона, завершают систему для определения значений феноменологических параметров, входящих в формфактор (II).

$$\frac{w_p - w_{\rho}}{w_2 - w_{\rho}} (w_1 - w_{\rho})(w_2 - w_{\rho})(w_1^* - w_{\rho})(w_2^* - w_{\rho}) + (w_{\rho} \rightarrow -w_{\rho}) = 0, \quad (I9)$$

$$\frac{1}{w_p - w_1} + \frac{1}{w_p - w_2} + \frac{1}{w_2^* - w_1^*} + \frac{1}{w_2^* - w_2^*} + (w_p \rightarrow -w_p) = -32 \frac{q_{\rho} q_{inel} (1 + w_{\rho}^2)}{m_{\rho}^2 \Gamma_{\rho}^2 (1 - w_{\rho}^2)^2} \quad (20)$$

Отметим, что в настоящей работе свободный параметр, характеризующий положение неупругого разреза, не определялся. Его значение взято из [10] и составляет $t_{inel} = 1,8 \text{ ГэВ}^2$.

3. Численные результаты

Система (I5)-(20) решалась численно. Полюса w_1 (w_2^*) и w_2 (w_1^*) лежат на комплексной плоскости, однако нетрудно показать, что они входят в систему (I5)-(20) в виде комбинаций $a_i = w_i + w_i^*$ и $b_i = w_i \cdot w_i^*$ ($i = 1, 2$). Нуль w_2 и полюс w_p формфактора (II) также расположены на действительной оси (рис. 2).

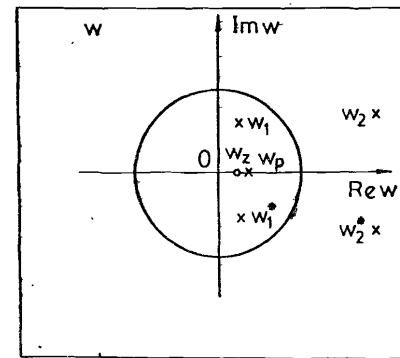


Рис. 2. Нуль и полюса формфактора $F[q(w)]$ в представлении (II) на плоскости w .

Используя табличные значения массы и ширины ρ -резонанса $m_\rho = 763$ МэВ, $\Gamma_\rho = 159$ МэВ и общепринятые величины среднеквадратичного радиуса ρ -мезона и длины волны парциальной амплитуды f_1^1 $\pi\pi$ -рассеяния $\langle r_\pi^2 \rangle = 0,44 f_m^2$ и $a_1^1 = 0,036 m_\pi^2$ получаем, что $w_2 = 0,226$, $w_\rho = 0,357$, $a_1 = 0,0838$, $b_1 = 0,0885$, $a_2 = 5,27$, $b_2 = 7,77$. При этом, согласно [10], полагалось, что $t_{inel} = 1,8$ ГэВ². Таким образом, представление формфактора (II) непротиворечиво в том смысле, что система уравнений (I5)-(20) разрешима относительно w_2 , w_ρ , a_i , b_i ($i = 1, 2$) на множестве действительных чисел. Применение обратного преобразования Жуковского (7) и переход в формуле (II) к зависимости от импульса q позволяет получить унитаризованное представление пионного формфактора. Масса и ширина ρ -мезона зависят от положения полюсов w_1 и w_2 . Выражение, которое при этом получается, имеет довольно громоздкий вид, поэтому мы рассмотрим некоторое упрощенное представление формфактора, в достаточной степени отражающее свойства рассматриваемой модели.

Как упоминалось выше, на втором листе римановой поверхности формфактора расположен разрез $t \leq 0$, который в настоящей модели аппроксимируется совокупностью нуля и полюса. Если пренебречь влиянием этого разреза на поведение формфактора, то отпадает необходимость во множителе $(w-w_2)/(w-w_\rho)$ в формуле (II). Переход к импульсу в (II) значительно упрощается, если вместо условия (9) наложить на полюса более слабую связь $|w_1 \cdot w_2| = 1$. После сделанных предположений выражение для формфактора имеет вид

$$F_\pi(q) = \frac{1}{4} \frac{f_{\pi\rho} \Gamma}{f_\rho} \frac{m_\rho^2}{q_\rho^2 - q^2 - \frac{i}{4} m_\rho \Gamma_\rho} \frac{q}{f_\rho} \frac{q_{inel} - \sqrt{q_{inel}^2 - q^2}}{q_{inel} - \sqrt{q_{inel}^2 - q_\rho^2}} \quad (21)$$

Ширина ρ -мезона является функцией импульса, нормированной в точке $q_\rho = (m_\rho^2/4 - 1)^{1/2}$ на величину Γ_ρ :

$$\Gamma(q) = \Gamma_\rho \frac{q}{q_\rho} \frac{q_{inel} - \sqrt{q_{inel}^2 - q^2}}{q_{inel} - \sqrt{q_{inel}^2 - q_\rho^2}} \quad (22)$$

Формфактор (21) имеет правильное пороговое поведение и обеспечивает стандартные значения массы и ширины ρ -мезона.

Необходимо отметить, что выражение (22) для ширины резонанса справедливо при $q \leq q_{inel}$. Выше неупругого порога зависимость ширины ρ -мезона от импульса становится линейной. Подобное асимптотическое поведение имеет место для ширины резонанса, приведенной в работе [11], где для описания экспериментальных данных зависимость ширины резонанса от импульса строилась в виде

$$\Gamma(q) = \Gamma_R \left(\frac{q}{q_R} \right)^{2\ell+1} \left(\frac{x^2 + q_R^2}{x^2 + q^2} \right)^\ell,$$

где x^2 - феноменологический параметр и ℓ - орбитальный момент. В известной модели Гунариса - Сакураи [12] ширина резонанса

$$\Gamma_S(q) = \Gamma_S \frac{m_\rho}{\sqrt{q^2 + 4}} \left(\frac{q}{q_S} \right)^3$$

при больших импульсах растет как q^2 .

Отметим, что допущения, сделанные при выводе формулы (21), не влияют на асимптотическое поведение ширины резонанса. Переход к импульсу в выражении (II) также дает линейную зависимость ширины резонанса от импульса при $q > q_{inel}$.

Поскольку все входящие в формулу (II) параметры определены, то представляется возможным сравнить экспериментальные значения модуля и фазы пионного формфактора с вычисленными по формуле (II).

Поведение модуля и фазы пионного формфактора показаны на рис. 3 и 4. ρ - ω - интерференция учитывалась соотношением

$$F_\pi^{tot}(t) = F_\pi(t) + f_{\rho\omega}(t), \quad (21)$$

где $f_{\rho\omega}(t) = A_\omega e^{i\varphi_\omega} \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 - i m_\omega \Gamma_\omega - t}$, если $m_\omega^2 - 40 m_\pi^2 \leq t \leq m_\omega^2 + 40 m_\pi^2$,

и $f_{\rho\omega}(t)=0$ - в остальных случаях. Согласно^{/4/} $A_{\omega} = 0,015 \pm 0,001$ и $\varphi_{\omega} = 100^{\circ} \pm 2^{\circ}$.

На рис. 5 и 6 показана зависимость модуля формфактора в пространственно- и времениподобной областях соответственно.

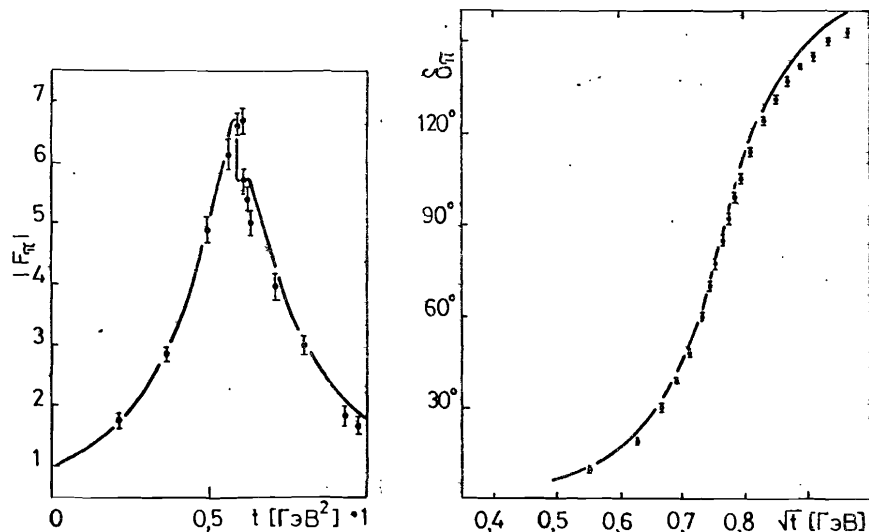


Рис. 3. Модуль формфактора пиона в области ρ -мезонного резонанса.

Рис. 4. Фаза δ_{ρ}^1 $\pi\pi$ -амплитуды в области ρ -мезонного резонанса.

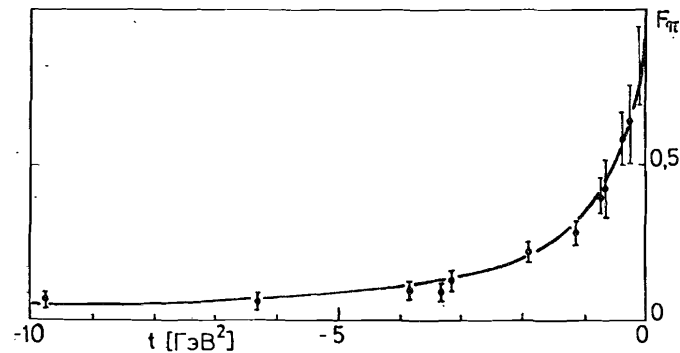


Рис. 5. Формфактор пиона в пространственно-подобной области.

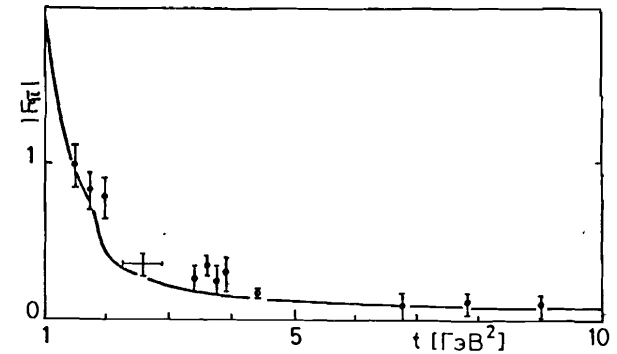


Рис. 6. Модуль формфактора во времениподобной области.

Заключение

Цель настоящей работы состоит в критическом анализе широко распространенного представления о том, что резонанс описывается двумя полюсами на втором, нефизическом листе матричного элемента процесса. Анализ проведен на примере электромагнитного формфактора ρ -мезона, т.к. по этой величине имеется богатый экспериментальный материал. За исходный пункт анализа взята модель векторной доминантности, которая хорошо описывает данные опыта в пространственно подобной области. Вычет $\mathcal{E}\mathcal{E}$ в ρ -мезонном полюсе имеет ясный физический смысл, а сам полюс обязан своим происхождением полюсу ρ -мезонного пропагатора. Если теперь предположить наличие у $\mathcal{E}\mathcal{E}$ пиона лишь одной **корневой** точки ветвления при $t = 4m_{\pi}^2$, то этот факт легко учесть, рассматривая его как функцию унифицирующей переменной $q = [t/4m_{\pi}^2 - 1]^{1/2}$. При этом полюса $\mathcal{E}\mathcal{E}$ в комплексной плоскости q в точках $\pm q_{\rho} = \pm q(t_{\rho})$ расположены на действительной оси - образе физического разреза $t \in [4m_{\pi}^2, +\infty)$. Смещая их в нижнюю полуплоскость, можно обеспечить конечную ширину ρ -мезона, т.е. провести унитаризацию модели векторной доми-

нантности. Однако экспериментальные данные по ЭФ пиона указывают, что при энергиях $t \gtrsim t_g$ вклад многочастичных процессов составляет $10\%/10$. Этот факт можно включить в рассматриваемую модель путем введения новой дополнительной точки ветвления при $t = t_{inel} > t_g$. Основным неупругим процессом в этой области будет канал $\pi\pi \rightarrow \omega\pi$, поэтому далее предположим, что точка ветвления при $t = t_{inel}$ также корневого типа. Это предположение содержится в новой униформирующей переменной $w[q(t)]$. В результате ЭФ пиона как функция w описывается формулой типа (II), в которой ρ - мезону нулевой ширины соответствует четыре полюса, расположенные на мнимой оси w плоскости. Положение всех четырех полюсов зависит от одного параметра t_g . Сдвигая их в комплексной плоскости w так, чтобы они попали в области, являющиеся образами нефизических листов римановой поверхности ЭФ пиона $F_\pi(t)$, легко получить унитаризованное представление для $F_\pi(t)$. При этом необходимо отказаться от уравнения (9), соответствующего нулевой ширине ρ -мезона. Условие действительности $F_\pi(t)$ приводит к наличию у него двух пар комплексно сопряженных полюсов. Несмотря на то, что детальное описание пионного формфактора не являлось целью настоящей работы, значения формфактора хорошо согласуются с экспериментальными данными в широком интервале энергий.

В заключение подчеркнем, что проведенный нами на примере $F_\pi(t)$ анализ соответствия: резонанс \leftrightarrow два полюса, указывает на зависимость его от структуры римановой поверхности изучаемой амплитуды процесса. На четырехлистной римановой поверхности $F_\pi(t)$ ρ -мезону соответствует две пары комплексно сопряженных полюсов. Зависимость их от параметров с явным физическим смыслом задана уравнениями (17)-(20).

Один из авторов (В.А.М.) глубоко благодарен С.Дубничке, стимулировавшему написание этой работы.

Литература

1. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М., "Мир", 1975.
2. Gourdin M.: Phys.Rep. C11 (1974) 29.
3. Perez-y-Jorba J.P., Renard F.M.: Phys. Rep. C31 (1977) 1.
4. Heyn M.F., Lang C.B.: Z.Phys. C7 (1981) 169.
5. Бартон Г. Дисперсионные методы в теории поля. М. Атомиздат, 1968.
6. Dubnickova A.Z., Dubnicka S.: Czech.J.Phys. B31 (1981) 241.
7. Dubnicka S., Dubnickova A.Z., Meshcheryakov V.A.: Czech.J. Phys. B 34 (1984) 1282.
9. Dubnicka S., Meshcheryakov V.A., Milko J.: J.Phys. G: Nucl. Phys. 7 (1981) 605.
10. Dubnicka S., Martinovic S. Lett. Nuovo Cimento 44 (1986) 462.
11. Walker R.L., Phys.Rev., 182, 1729 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1987 года.