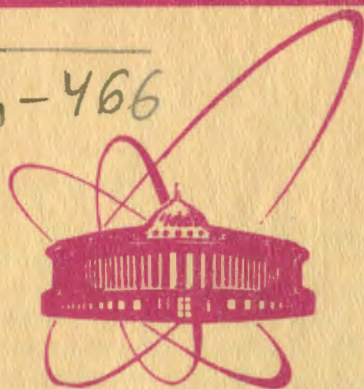


Д-466



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

3561/2-81

20/vii-81

P2-81-272

М. Динейхан, Г. В. Ефимов, М. А. Иванов

РАСПАДЫ $V \rightarrow P\bar{\Pi}$
В НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Направлено в ЯФ

1981

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интенсивно исследовались радиационные распады ^{1/} мезонов $V \rightarrow P\gamma$ ($P \rightarrow V\gamma$) как экспериментально, так и теоретически. Наряду с этими процессами, в принципе, может быть внутренняя конверсия γ -кванта в пару лептонов^{2/}, т.е. возможен процесс типа $V \rightarrow P\bar{\ell}\ell$ ($P \rightarrow V\bar{\ell}\ell$). По исторической традиции эти процессы называются далитцевскими распадами^{2/}. Таким образом, γ -квант в далитцевском распаде становится виртуальным и открывает уникальные возможности для исследования переходных $V \rightarrow P$ формфакторов. Однако более или менее четкие экспериментальные данные далитцевских распадов начали появляться только в последние два-три года в ЦЕРНе^{3/} и ИФВЭ^{4/}. Электромагнитные распады адронов являются одним из источников информации о структуре адронной материи и механизме взаимодействия фотонов и адронов. В частности, изучение электромагнитных распадов мезонов представляет существенный интерес для любой теории, описывающей строение сильновзаимодействующих частиц. Поэтому, на наш взгляд, большой интерес представляет рассмотрение этих распадов в нелокальной модели кварков /НМК/^{5/}, которая представляет собой самосогласованную релятивистскую схему квантовополевого мешка и претендует на то, чтобы стать одной из теорий, описывающих строение адронов в области "конфайнмента".

В данной работе рассматриваются редкие далитцевские распады векторных и псевдоскалярных мезонов. В нашем случае каждый кварковый блок, изображенный на рис. 1, определяет эффективную константу связи процесса, соответствующего этому блоку. В частности, треугольный кварковый блок, показанный на рис. 1/а/, определяет константу связи g_{VPP} , треугольный кварковый блок, изображенный на рис. 1/б/ - константу g_{VPP} , а кварковое кольцо - константу $g_{V\gamma}$. Эти эффективные константы связи g_{VPP} , g_{VPP} и $g_{V\gamma}$ в модели векторной доминантности /МВД/^{6/} не вычисляются, но их отношения фиксированы в рамках точной SU(3) -симметрии. Модель мешков /М.М./^{7/} учитывает нарушение SU(3) -симметрии. Параметры теории определяются из условий, что формфакторы перехода $V \rightarrow P$ в точке $q^2=0$ / q - импульс лептонных пар/ совпадает с результатами МВД. В модели доминантности треугольной кварковой аномалии^{8/} считается, что эффективные константы связи не зависят от импульсов, т.е. треуголь-

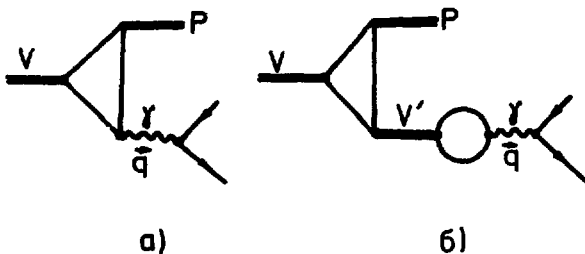


Рис. 1. Диаграммы, описывающие далитцевские распады векторных и псевдоскалярных мезонов.

ный кварковый блок бесструктурный. В нашем случае импульсная зависимость этих констант связи и переход в векторный мезон - γ -квант определяются кварковыми блоками, построенными из пропагаторов кварков. Расчет показывает, что учет структурности треугольной кварковой диаграммы дает существенный вклад в наклоны формфакторов для $\phi \rightarrow \eta, \eta'$ и $K^{*0} \rightarrow K^0$ переходов, а в $\rho \rightarrow \eta, \pi$ и $\omega \rightarrow \pi, \eta$ -переходах доминирует вклад промежуточных векторных мезонов. Исследована зависимость от q^2 переходных формфакторов $V \rightarrow P \ell \bar{\ell}$ ($P \rightarrow V \ell \bar{\ell}$). Для полноты рассмотрена также q^2 -зависимость переходных формфакторов распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$, $\eta \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$ и $\eta' \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$. Полученные результаты имеют удовлетворительное согласие с недавними экспериментальными данными [3,4].

2. РАСПАДЫ $V \rightarrow P \ell \bar{\ell}$ ($P \rightarrow V \ell \bar{\ell}$).

Диаграммы, определяющие $V \rightarrow P \ell \bar{\ell}$ ($P \rightarrow V \ell \bar{\ell}$)-распады, изображены на рис. 1. Соответствующая инвариантная амплитуда имеет вид:

$$M(V \rightarrow P \ell \bar{\ell}) = e^2 g_V(q^2) \cdot \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} e_V^\mu(p) k^{\alpha'} q^{\beta} \cdot j_{\ell m}^\nu(q)/q^2,$$

где e_V^μ, p - поляризация и импульс векторного мезона (V) и $k, -$ импульс псевдоскалярного мезона (P),

$$j_{\ell m}^\nu(q) = \bar{e}(k_1) \gamma_\nu \ell(k_2) \Big|_{q=k_1+k_2} \quad - \text{электромагнитный ток лептонов}$$

$$p = k + q,$$

$$g_V(q^2) = g_{VP\gamma}(q^2) + q^2 \sum_{V'} \frac{g_{VPV'}(q^2)}{g_{V'\gamma}(q^2)} \cdot \frac{1}{m_{V'}^2 - q^2}.$$

Имеем следующую параметризацию:

$$g_V(q^2) = g_{VP\gamma}(0) \cdot F_V(q^2),$$

где $F_V(q^2) = 1 + f_{1V}(q^2) + f_{2V}(q^2)$ - переходный $V \rightarrow P$ формфактор в распадах $V \rightarrow P \ell \bar{\ell}$ ($P \rightarrow V \ell \bar{\ell}$), нормированный следующим образом: $F_V(0) = 1$.

Здесь

$$f_{1,V}(q^2) = \frac{g_{VPY}(q^2) - g_{VPY}(0)}{g_{VPY}(0)} \quad - \text{ вклад треугольного кваркового блока,}$$

$$f_{2,V}(q^2) = \frac{q^2}{g_{VPY}(0)} \sum_V \frac{g_{VPY}(q^2)}{g_{V'Y}(q^2)} \cdot \frac{q^2}{m_{V'}^2 - q^2} \quad - \text{ вклад диаграммы с промежуточными векторными мезонами.}$$

Для определения эффективных констант связи g_{VPY} , $g_{VPV'}$ и $g_{V'Y}$, соответствующих кварковым блокам на рис. 1, рассмотрим соответствующие инвариантные интегралы и амплитуды. Треугольный кварковый блок, изображенный на рис. 1/a/, описывается следующим инвариантным интегралом:

$$I_1 = \lim_{\delta \rightarrow 0} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \text{Sp} \left\{ \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^j A_j(\delta) S_j^\delta(\hat{k}) \gamma_\mu S_j^\delta(\hat{k} + \hat{q}) \gamma_\nu G^\delta(\hat{k} + \hat{p}) \gamma_5 \right\}.$$

Переходя к безразмерным переменным и проводя стандартные вычисления, получим:

$$I_1 = - \frac{iL}{16\pi^2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha p^\beta K(q^2; \xi).$$

Тогда соответствующая амплитуда имеет вид:

$$M_1 = -e \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha p^\beta e_V^\mu(p) e_Y^\nu(q) \cdot g_{VPY}(q^2),$$

где

$$g_{VPY}(q^2) = \frac{3}{2} \cdot \lambda \cdot L K(q^2; \xi) \cdot \text{Sp}(\lambda_V \lambda_Y \lambda_P \lambda_+).$$

Аналогично треугольный кварковый блок, изображенный на рис. 1/б/, описывается интегралом

$$I_2 = \lim_{\delta \rightarrow 0} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \text{Sp} \left\{ G^\delta(k) \gamma_5 G^\delta(\hat{k} + \hat{q}) \gamma_\rho G^\delta(k+p) \gamma_\mu \right\} =$$

$$= \frac{iL}{32\pi^2} \epsilon_{\mu\alpha\rho\beta} q^\alpha p^\beta W_1(q^2; \xi).$$

Амплитуда имеет вид:

$$M_2 = \epsilon_{\mu\alpha\rho\beta} q^\alpha p^\beta e_V^\mu(p) e_Y^\rho(q) \cdot g_{VPV'}(q^2),$$

где

$$g_{VPV'}(q^2) = \frac{\lambda^{3/2}}{2\sqrt{2}} \cdot 3\pi \cdot L \cdot W_1(q^2; \xi) \cdot \text{Sp}(\lambda_V \lambda_{V'} \lambda_P \lambda_+).$$

Кварковая петля, изображенная на рис. 1/б/, описывается интегралом

$$I_3 = \lim_{\delta \rightarrow 0} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{Sp} \left\{ \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^j A_j(\delta) S_j^{\delta}(\hat{k}) \gamma_{\nu} S_j^{\delta}(\hat{k} + \hat{q}) \gamma_{\rho} \right\} =$$

$$= \frac{1}{12\pi^2} (g_{\nu\rho} q^2 - q_{\rho} q_{\nu}) \cdot W_2(q^2; \xi)$$

и инвариантная амплитуда

$$M_3 = e g_{\rho\nu} q^2 \cdot e_{\nu\rho}^{\rho}(\hat{q}) \cdot e_{\nu}^{\nu}(\hat{q}) \cdot \frac{1}{g_{\nu'\gamma}(q^2)},$$

где $\frac{1}{g_{\nu'\gamma}(q^2)} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi^2}} \cdot W_2(q^2; \xi) \text{Sp}(\lambda_{\nu}, \lambda_{\gamma})$.

Здесь λ_{ν} , λ_{ρ} , $\lambda_{\nu\rho}$ и λ_{γ} - матрицы Гелл-Манна. $\lambda=0,1,3$ - эффективная константа ^{5/} разложения по теории возмущений векторных и псевдоскалярных мезонов. $L = \frac{1}{320}$ МэВ, $\xi=1,4$ - параметры модели ^{5/}.

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^j A_j(\delta) S_j^{\delta}(\hat{k}) \equiv G(\hat{k}) \quad - \text{кварковый пропагатор.}$$

Вычисление структурных интегралов $K(q^2; \xi)$, $W_1(q^2; \xi)$ и $W_2(q^2; \xi)$ показано в Приложении.

При достаточно малых q^2 переходный $V \rightarrow P$ формфактор $F_V(q^2)$ имеет вид:

$$F_V(q^2) = 1 + \frac{q^2}{M_V^2}, \quad \text{где} \quad \frac{1}{M_V^2} = \left. \frac{\partial F_V(q^2)}{\partial q^2} \right|_{q^2=0}.$$

$\frac{1}{M_V^2}$ - параметр наклона переходных $V \rightarrow P$ формфакторов $F_V(q^2)$. Зависимость параметра наклона от структурных интегралов и численное значение для каждого конкретного распада показаны в таблице, где отдельно приведен вклад треугольного кваркового блока /диаграмма а/ в наклон переходных $V \rightarrow P$ формфакторов. Оказалось, что в приближении $\mu = \frac{m_L}{2} \approx 0$ этот вклад не зависит от $SU(3)$ - структуры и является одинаковым для всех рассматриваемых распадов. Мы также привели значение наклона переходных формфакторов, полученные в МВД /результаты других моделей в точке $q^2=0$ точно совпадают с этим значением/. Из приведенных данных видно, что полученные результаты с 30% точностью совпадают с этими значениями.

Были вычислены также ширины далитцевских распадов, результаты приведены в таблице. К сожалению, пока соответствующих экспериментальных данных очень мало. Для сравнения в таблице

Таблица

Распады	$\frac{1}{M_{\nu}^2}$	$1/M_{\nu}^2$ (ГэВ ⁻²)			Γ (эВ)		
		ФМК			МВД	ФМК	М.М 7
		(a)	(d)	(a+d)			
$\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ *	$(a_{\pi} + a_{\omega})/c_{\pi}$	0,3	1,8	2,1	1,66	720	315
$\rho \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	$(a_{\omega} + a_{\rho})/c_{\omega}$	0,3	1,66	1,96	1,63	57,0	34,8
$\rho \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$	$(a_{\rho} + a_{\eta})/c_{\rho}$	0,3	1,8	2,1	1,66	5,4	=
$\omega \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$	$(a_{\omega} + a_{\eta})/c_{\omega}$	0,3	1,66	1,96	1,63	0,61	=
$\varphi \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$	$(a_{\varphi} + a_{\eta})/c_{\varphi}$	0,3	0,98	1,28	0,96	137	22,7
$\varphi \rightarrow \eta' e^+ e^-$	$(a_{\varphi} + a_{\eta'})/c_{\varphi}$	0,3	0,98	1,28	0,96	64	=
$K^{*0} \rightarrow K^0 \mu^+ \mu^-$	$\left[a_{\pi} + a_{\rho} \left(\frac{3}{4} - \frac{1}{2} \left(\frac{m_{\mu}}{m_{\omega}} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_{\mu}}{m_{\rho}} \right)^2 \right) \right] / c_{\rho}$	0,3	1,4	1,7	1,31	126	29,7
$\gamma \rightarrow \rho e^+ e^-$	$(a_{\rho} + a_{\omega})/c_{\rho}$	0,3	1,8	2,1	1,66	680	=
$\gamma \rightarrow \omega e^+ e^-$	$(a_{\omega} + a_{\rho})/c_{\omega}$	0,3	1,66	1,96	1,63	76	=

*Здесь $a_0 = 2\lambda W_1(\xi) \cdot W_2(0; \xi)$; $a_{\nu} = \mu_{\nu}^2 k_2(\xi)$; $c_{\nu} = m_{\nu}^2 k -$
экспериментальные данные ¹⁴ для наклона формфактора $M_{\omega}^{-2} =$
 $= 2,4 + 2/\text{ГэВ}^{-2}$, ширина $\Gamma = 909 + 454/\text{эВ}$, результаты работы ¹⁸
 $\Gamma = 690$ эВ.

приведены результаты работы ¹⁷, откуда видно, что наш результат примерно в 2 ÷ 3 раза больше для распадов $K^{*0} \rightarrow K^0 \mu^+ \mu^-$ и $\phi \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$. Следует отметить, что мы рассмотрели только процессы с рождением мюнных пар, в то время как возможны также распады с рождением электрон-позитронных пар. В этом случае ширины увеличиваются приблизительно на порядок.

3. ПЕРЕХОДНЫЕ ФОРМФАКТОРЫ

Рассмотрим зависимость от q^2 переходных $V \rightarrow P$ формфакторов в распадах $V \rightarrow P \ell \ell$ ($P \rightarrow V \ell \ell$). Учитывая выражения для $g_{VP\gamma}(q^2)$, $g_{V\gamma V}(q^2)$ и $g_{V^* \gamma}(q^2)$, получим переходные формфакторы в следующем виде:

$$F_V(q^2) = 1 + \frac{K(q^2; \xi) - K(0; \xi)}{K(0; \xi)} + \frac{q^2 \lambda}{K(P; \xi)} \sum_V \frac{W_1(q^2; \xi) \cdot W_2(q^2; \xi)}{(m_V^2 - q^2) \cdot \text{Sp}(\lambda_V \{ \lambda_P, \lambda_{\ell} \})} \times \\ \times \text{Sp}(\lambda_V \{ \lambda_{V^*}, \lambda_P \}) \cdot \text{Sp}(\lambda_V \cdot \lambda).$$

Из I_1 , I_2 и I_3 видно, что после перехода к безразмерным переменным инвариантные интегралы соответствующих кварковых блоков зависят от безразмерной величины $Q^2 = (\frac{qL}{2})^2$. Эта величина изменяется в интервале $0 \leq Q^2 \leq 1$ для рассматриваемых распадов. Треугольный кварковый блок зависит от q^2 как $\exp(Q^2/3)$, а петля - как $\exp(Q^2/2)$. Поэтому q^2 - зависимость в кварковых блоках учитывается следующим образом: в треугольном кварковом блоке производим разложение по степеням Q^2 , а в кварковом кольце учитываем полностью /см. в Приложении/. Тогда переходные формфакторы будут иметь следующий вид:

$$F_V(q^2) = 1 + (K_2(\xi) \cdot Q^2 + 2\lambda W_1(\xi) \cdot W_2(q^2, \xi) N_V) / K_1(\xi).$$

где

$$K_1(\xi) = K(0; \xi); \quad K_2(\xi) = (K(q^2; \xi) - K(0; \xi)) / Q^2;$$

$$N_V = \frac{q^2}{m_\rho^2 - q^2} \quad \text{для} \quad \omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-, \quad \rho \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$$

и $\eta' \rightarrow \rho e^+ e^-$ - распадов,

$$N_V = \frac{q^2}{m_\omega^2 - q^2} \quad \text{для} \quad \rho \rightarrow \pi^0 \mu \mu, \quad \omega \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$$

и $\eta' \rightarrow \omega e^+ e^-$ - распадов,

$$N_V = \frac{q^2}{m_\phi^2 - q^2} \quad \text{для} \quad \phi \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$$

и $\phi \rightarrow \eta' e^+ e^-$ - распадов,

$$N_V = \frac{3}{4} \cdot \frac{q^2}{m_\rho^2 - q^2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{q^2}{m_\omega^2 - q^2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{q^2}{m_\phi^2 - q^2} \quad \text{для} \quad K^* \rightarrow K^0 \mu^+ \mu^- \text{ распада.}$$

Соответствующая зависимость $F_V(q^2)$ от q^2 показана на рис. 2.

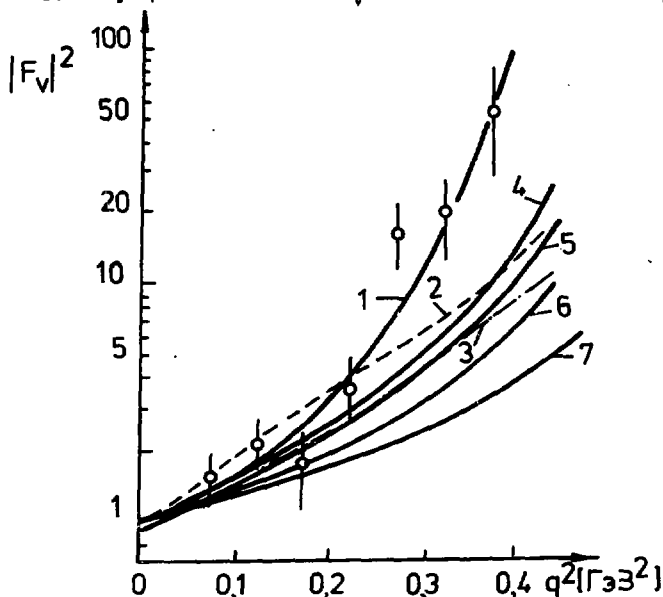


Рис. 2. Формфакторы для $V \rightarrow P$ перехода. Точки - экспериментальные данные для $\omega \rightarrow \pi^0$ перехода^{/4/}, кривая 1 - результат фитирования этих данных. Кривая 2 - предсказание модели^{/10/} с модифицированным ρ -пропагатором, кривая 3 вычислена по МВД. Кривые 1-3 относятся к $\omega \rightarrow \pi^0$ переходу. Нанесены также результаты: кривая 4 - для $\omega \rightarrow \pi^0$, $\rho \rightarrow \eta$ и $\eta' \rightarrow \rho$; кривая 5 - для $\rho \rightarrow \pi^0$, $\omega \rightarrow \eta$ и $\eta' \rightarrow \omega$; кривая 6 - для $K^{*0} \rightarrow K^0$; кривая 7 - для $\phi \rightarrow \eta$ и $\phi \rightarrow \eta'$ переходов.

Соответствующая зависимость $F_V(q^2)$ от q^2 показана на рис. 2. Оказалось, что при малых q^2 основная зависимость определяется пропагатором векторных мезонов. В этой области кривая почти совпадает с предсказаниями МВД, а в области больших q^2 отклонение от МВД весьма заметно и быстро возрастает. В доступной области переданных импульсов переходные формфакторы оказываются тем большими, чем больше масса промежуточного мезона.

Для полноты была исследована зависимость от q^2 переходных формфакторов распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$, $\eta \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$ и $\eta' \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$. Конкретные вычисления для этих распадов приведены в работе^{/8/}. Формфакторы этих распадов имеют вид:

$$F_p(q^2) = 1 + (Q^2 \cdot C_0 + \lambda \cdot K_1(\xi) \cdot W_2(q^2; \xi) \cdot N_p) / C_p,$$

где

$$P = \pi^0, \eta, \eta'; \quad C_0 = (1 + \frac{\xi^2}{2}) / 12;$$

$$C_p = 1 + \frac{\mu_p^2}{12} (1 + \xi^2 / 2); \quad \mu_p = m_p L / 2;$$

$$N_{\pi^0} = \frac{q^2}{m_\rho^2 - q^2} + \frac{q^2}{m_\omega^2 - q^2};$$

$$N_\eta = \frac{3\sqrt{3} \cdot \sin(\theta_1 - \theta_\eta)}{\cos\theta_\eta - 2\sqrt{2} \sin\theta_\eta} \cdot \frac{q^2}{m_\rho^2 - q^2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\sin(\theta_1 - \theta_\eta)}{\cos\theta_\eta - 2\sqrt{2} \sin\theta_\eta} \cdot \frac{q^2}{m_\omega^2 - q^2} - \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\cos(\theta_1 - \theta_\eta)}{\cos\theta_\eta - 2\sqrt{2} \sin\theta_\eta} \cdot \frac{q^2}{m_\phi^2 - q^2};$$

$$N_{\eta'} = \frac{3\sqrt{3} \cos(\theta_1 - \theta_\eta)}{\sin\theta_\eta + 2\sqrt{2} \cos\theta_\eta} \cdot \frac{q^2}{m_\rho^2 - q^2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\cos(\theta_1 - \theta_\eta)}{\sin\theta_\eta + 2\sqrt{2} \cos\theta_\eta} \cdot \frac{q^2}{m_\omega^2 - q^2} + \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\sin(\theta_1 - \theta_\eta)}{\sin\theta_\eta + 2\sqrt{2} \cos\theta_\eta} \cdot \frac{q^2}{m_\phi^2 - q^2};$$

и $\sin\theta_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}$; θ_1 - угол идеального смешивания, $\theta_\eta = -11^\circ$ - угол смешивания η , η' - мезонов. Зависимость $F_p(q^2)$ от q^2 показана на рис. 3-5. На графике также приведены недавние экспериментальные результаты^{3,4}. Наш результат удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Авторы выражают признательность А.Б.Говоркову и С.Б.Герасимову за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Структурный интеграл $K(q^2; \xi)$, после разложения по степеням $Q^2 = (qL/2)^2$ имеет вид:

$$K(q^2; \xi) = K_1(\xi) + Q^2 K_2(\xi),$$

где $K_1(\xi) = -8 \int_0^\infty du \cdot u \cdot B(u) \cdot A'(u)$; $K_1(1,4) = 2,16$;

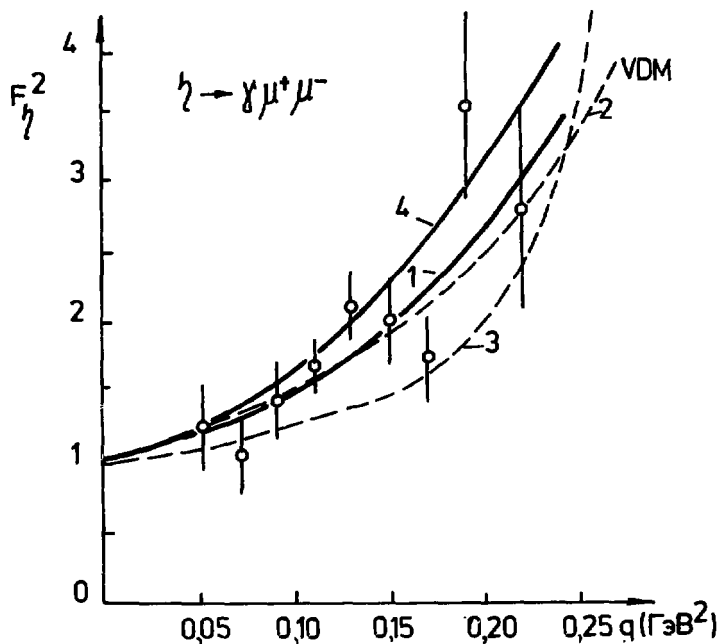


Рис.3. Электромагнитный формфактор η -мезона в распаде $\eta \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$. Точки - экспериментальные данные^{/4/}, кривая 1 - результат фитирования этих данных, Кривая 2 - предсказание МВД, кривая 3 - результат работы^{/11/}, кривая 4 - наш результат.

$$K_2(\xi) = -8 \int_0^\infty du \left[\frac{1}{8} B(u) \cdot A'(u) - \frac{u^2}{4} A''(u) \cdot B'(u) \right]; \quad K_2(1,4) = 0,26.$$

Рассмотрим интегралы W_1 и W_2 ;

$$W_1(0; \xi) \equiv W_1(\xi) = 16 \int_0^\infty du \cdot u [B(u) \cdot A(u) + \xi \cdot e^{-2u}] \cdot B(u); \quad W_1(1,4) = 4,16,$$

$$W_2(q^2; \xi) = 12 \int_0^1 da \cdot a(1-a) \cdot \int_0^\infty du B(u - Q^2 a(1-a));$$

$$W_2(0; \xi) = 2 \int_0^\infty du B(u); \quad W_2(0; 1,4) = 2,04.$$

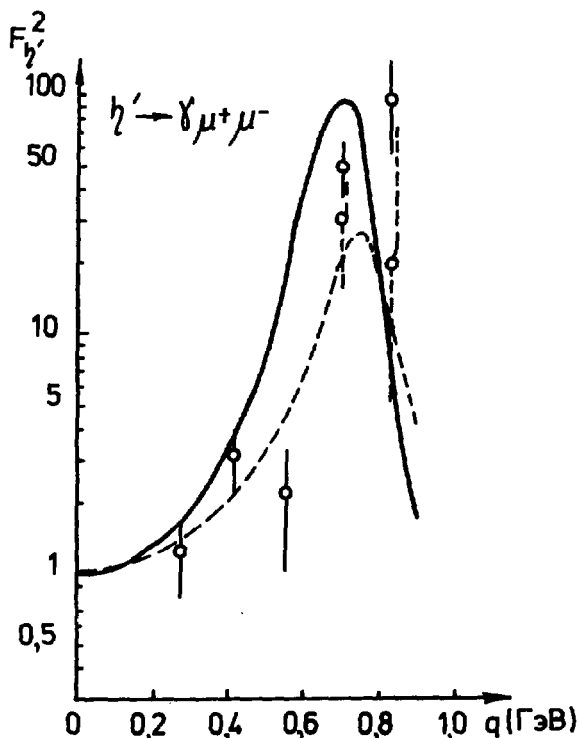


Рис.4. Электромагнитный формфактор η' -мезона в распаде $\eta' \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$. Точка - экспериментальный результат. Кривая 1 - расчет по модели ρ -доминантности /10/, кривая 2 - наш результат.

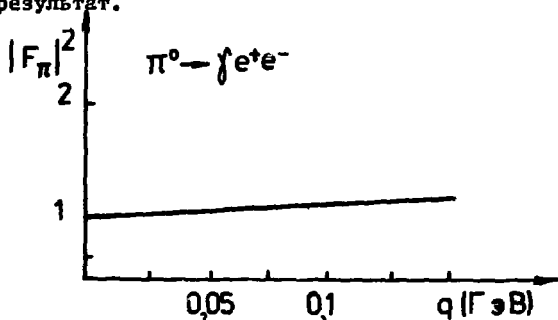


Рис.5. Электромагнитный формфактор π^0 -мезона в распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$.

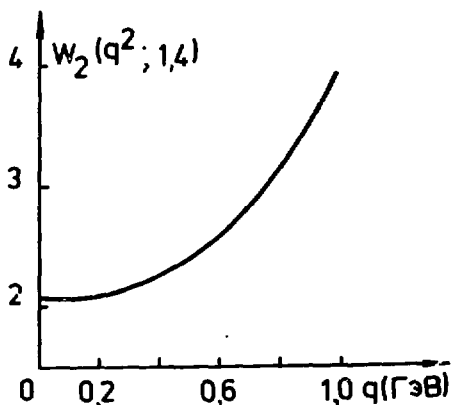


Рис.6. График зависимости инвариантного интеграла $W_2(q^2; 1,4)$ от q .

Здесь

$$A(u) = \cos(\xi\sqrt{u}) \exp(-u),$$

$$B(u) = \frac{\sin(\xi\sqrt{u}) \exp(-u)}{\sqrt{u}},$$

$$A'(u) = \frac{\partial A(u)}{\partial u}.$$

K_1 , K_2 , W_1 и W_2 вычислялись на ЭВМ CDC-6500 с помощью стандартной подпрограммы интегрирования по Симпсону с относительной погрешностью 1%. Зависимость $W_2(q^2; 1,4)$ от q показана на рис. 6.

ЛИТЕРАТУРА

1. Particle Properties. Rev.Mod.Phys., 1980, v52.
2. Dalitz R.H. Proc.Phys.Soc., A64, 1951, p. 667.
3. Fischer J. et al. Phys.Lett., 1978, 73B, p. 359.
4. Викторов В.А. и др. ЯФ, 1980; 32, с. 980; Phys.Lett., 94B, 1980, p. 548; ЯФ, 1980, 32, с. 1005. Препринт ИФВЭ, СЭФ, 80-178, Серпухов, 1980.
5. Dubnickova A.Z. et al. Fortsch. der Phys., 1979, 27, p. 403. Динейхан М. и др., ЯФ, 1980, 32, с. 182; ЯФ, 1981, 33, с. 241; Ефимов Г.В. и др. ЯФ, 1981, 33, с. 559.
6. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами, "Мир", М., 1975.
7. Мартеньянов Б.В. ЯФ, 1980, 31, с. 999.
8. Иванов А.И., Шехтер В.Н. ЯФ, 1980, 31, с. 530; ЯФ, 1980, 33, с. 796.
9. Ефимов Г.В., Иванов М.А. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с. 60.
10. Koop G. Phys.Rev., 1974, D10, p. 932.
11. Bergstron L., Snellman N. Препринт TRITA-TRY-80-16 Stockholm-1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 апреля 1981 года.