

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1585/2-80

7/4-80

P2 - 13007

Г.В.Ефимов, М.А.Иванов, Р.Х.Мурадов

РАСПАД $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ В НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ
КВАРКОВ

Направлено в "Physics Letters B"

1980

1. В последнее время интерес к изучению редких распадов псевдоскалярных мезонов заметно возрос ^{/1/}. Недавно зарегистрировано и исследовано около 30000 событий превращения $K_{\pi 2}$ -распадных π^0 -мезонов в γ -квант и электронно-позитронную пару ^{/2/}:



Далитц ^{/3/} впервые указал на существование этой реакции и вычислил отношение ширин распада ^{/1/} и основного распада нейтрального пиона $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Распад $\pi^0 \rightarrow \gamma e^- e^+$ примечателен тем, что при сходе фотона, конвертируемого на $e^- e^+$ пару, с массовой поверхности появляется уникальная возможность исследования электромагнитной структуры π^0 -мезона. В работе ^{/4/} было проведено разложение формфактора пиона $F_{\pi}(s^2)$ по инвариантной массе γ кванта s^2 /в единицах массы π -мезона m_{π} /

$$F_{\pi}(s^2) = 1 + a s^2 , \quad /2/$$

где a - некоторый вещественный параметр.

Справедливость такого разложения для физической области $\frac{2m_e}{m_{\pi}} \leq s \leq 1$ следует из аналитичности $F_{\pi}(s^2)$ во всей комплексной плоскости за исключением разреза вдоль действительной оси $4 \leq s^2 \leq \infty$. Все последующие работы, посвященные изучению процесса ^{/1/}, в основном сведены к измерению ^{/2,7,8,10/} и вычислению параметра a с помощью гипотезы МВД и дисперсионных соотношений ^{/4,6,9/}. Результаты этих работ приведены в таблице.

Таблица

	Эксперимент	Модели	
а	$-0,15 \pm 0,10$ ^{/8/}	0,031	Д.С. ^{/4/}
	$-0,24 \pm 0,16$ ^{/7/}	0,0304	МВД ^{/6/}
	$+0,01 \pm 0,11$ ^{/10/}	0,046	Д.С. ^{/9/}
	$+0,1 \pm 0,03$ ^{/2/}	0,078	нелокальная модель кварков



2. В данной работе мы вычисляем параметр α в нелокальной модели кварков^{/11/}. Модель, представляющая собой самосогласованную схему квантовополевого релятивистского мешка, позволяет с единой точки зрения описывать сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия адронов при энергиях ≤ 2 ГэВ. В модели имеется лишь два свободных параметра ξ и L , характеризующих кварковые поля, которые определяются путем фитирования по экспериментальным данным. В работах^{/11-13/} был рассмотрен широкий круг характеристик сильных, слабых и электромагнитных распадов псевдоскалярных, векторных мезонов и барионов и получено согласие с экспериментом в рамках 10 - 30% - точности.

Для описания распада $\pi^0 \rightarrow \gamma e^- e^+$ нам понадобится следующий лагранжиан взаимодействия^{/11/}:

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}_I^s + \mathcal{L}_I^{em}, \quad /3/$$

$$\mathcal{L}_I^s = \frac{i\hbar}{\sqrt{2}} \pi^0 (\bar{q}_a^1 \gamma_5 q_a^1 - \bar{q}_a^2 \gamma_5 q_a^2) + \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \rho_\mu^0 (\bar{q}_a^1 \gamma_\mu \bar{q}_a^1 - \bar{q}_a^2 \gamma_\mu q_a^2) + \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \omega_\mu (\bar{q}_a^1 \gamma_\mu q_a^1 + \bar{q}_a^2 \gamma_\mu q_a^2) \quad /4/$$

$$\mathcal{L}_I^{em} = eA_\mu (\ell_\mu + J_{\mu q}^{em}). \quad /5/$$

Здесь $a=1,2,3$ -цветовой индекс;

ℓ_μ - лептонный электромагнитный ток;

$J_{\mu q}^{em}$ - кварковый электромагнитный ток, который в регуляризованной форме имеет вид:

$$(J_{\mu q}^{em})^\delta = \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^j (\bar{q}_{ja}^\delta \frac{1}{2} [\lambda^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda^8] \gamma_\mu q_{ja}^\delta). \quad /6/$$

Параметры модели ξ и L равны следующим значениям^{/11/}:

$$\xi = \frac{2\ell}{L} = 1,45 \pm 0,05, \quad L = 3,12 \text{ ГэВ}^{-1}.$$

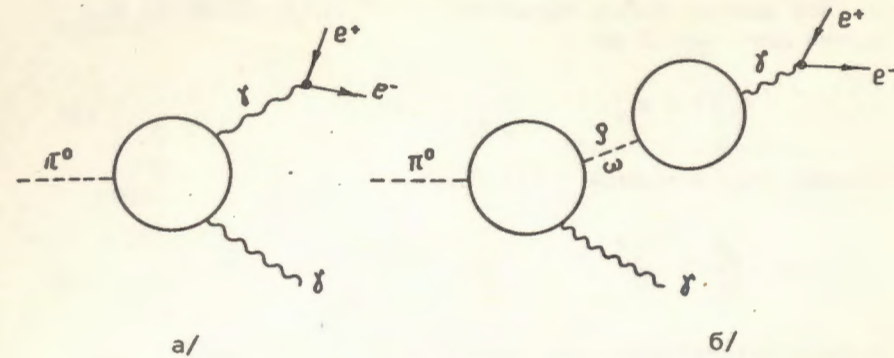


Рис. 1

Эффективная константа разложения в ряд по теории возмущений

$$\lambda = \frac{\hbar^2}{16\pi^2} \approx 0,13,$$

т.е. при расчетах можно ограничиться низшими порядками теории возмущений.

3. Диаграммы, описывающие распад /1/ в нелокальной модели кварков, показаны на рис.1. Стандартные вычисления дают для ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma e^- e^+$ следующее выражение^{/5/}:

$$\frac{d\Gamma(1)}{ds} = \frac{4\alpha}{3\pi} \Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) f(s^2) |F_\pi(s^2)|^2. \quad /7/$$

Здесь

$$f(s^2) = \frac{(1-s^2)^3}{2s^4} \sqrt{s^2 - \tau^2} (2s^2 + \tau^2) -$$

-модельнонезависимый множитель, $\tau = \frac{2m_e}{m_\pi}$.

Ширина $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$ в рассматриваемом случае равна

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = \frac{\pi}{4} a^2 g_{\pi^0 \gamma \gamma}^2 m_\pi^3. \quad /8/$$

где

$$g_{\pi^0 \gamma \gamma}^2 = \lambda L^2 \frac{1}{2\pi^2},$$

a - формфактор $F_\pi(s^2)$ дается формулой /2/.

2. В данной работе мы вычисляем параметр α в нелокальной модели кварков^{/11/}. Модель, представляющая собой самосогласованную схему квантовополевого релятивистского мешка, позволяет с единой точки зрения описывать сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия адронов при энергиях ≤ 2 ГэВ. В модели имеется лишь два свободных параметра ξ и L , характеризующих кварковые поля, которые определяются путем фитирования по экспериментальным данным. В работах^{/11-13/} был рассмотрен широкий круг характеристик сильных, слабых и электромагнитных распадов псевдоскалярных, векторных мезонов и барионов и получено согласие с экспериментом в рамках 10 - 30% - точности.

Для описания распада $\pi^0 \rightarrow \gamma e^- e^+$ нам понадобится следующий лагранжиан взаимодействия^{/11/}:

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}_I^S + \mathcal{L}_I^{em}, \quad /3/$$

$$\mathcal{L}_I^S = \frac{i\hbar}{\sqrt{2}} \pi^0 (\bar{q}_a^1 \gamma_5 q_a^1 - \bar{q}_a^2 \gamma_5 q_a^2) + \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \rho_\mu^0 (\bar{q}_a^1 \gamma_\mu \bar{q}_a^1 - \bar{q}_a^2 \gamma_\mu q_a^2) + \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \omega_\mu (\bar{q}_a^1 \gamma_\mu q_a^1 + \bar{q}_a^2 \gamma_\mu q_a^2) \quad /4/$$

$$\mathcal{L}_I^{em} = e A_\mu (\ell_\mu + J_{\mu q}^{em}). \quad /5/$$

Здесь $a=1,2,3$ -цветовой индекс;

ℓ_μ - лептонный электромагнитный ток;

$J_{\mu q}^{em}$ - кварковый электромагнитный ток, который в регуляризованной форме имеет вид:

$$(J_{\mu q}^{em})^\delta = \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^j (\bar{q}_{ja} \frac{1}{2} [\lambda^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda^8] \gamma_\mu q_{ja}^\delta). \quad /6/$$

Параметры модели ξ и L равны следующим значениям^{/11/}:

$$\xi = \frac{2\ell}{L} = 1,45 \pm 0,05, \quad L = 3,12 \text{ ГэВ}^{-1}.$$

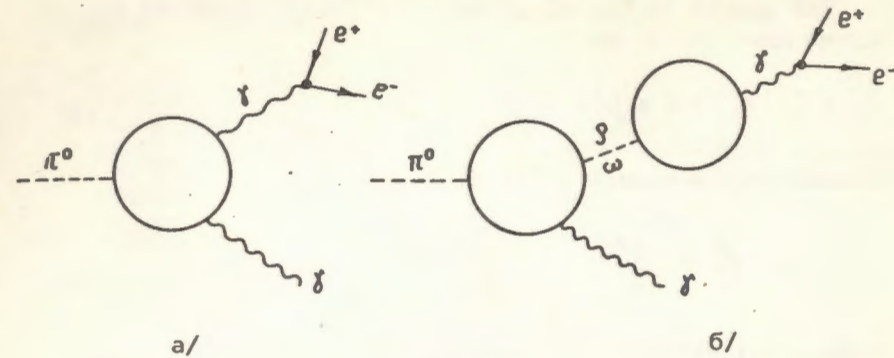


Рис. 1

Эффективная константа разложения в ряд по теории возмущений

$$\lambda = \frac{\hbar^2}{16\pi^2} \approx 0,13,$$

т.е. при расчетах можно ограничиться низшими порядками теории возмущений.

3. Диаграммы, описывающие распад /1/ в нелокальной модели кварков, показаны на рис.1. Стандартные вычисления дают для ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma e^- e^+$ следующее выражение^{/5/}:

$$\frac{d\Gamma(1)}{ds} = \frac{4\alpha}{3\pi} \Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) f(s^2) |F_\pi(s^2)|^2. \quad /7/$$

Здесь

$$f(s^2) = \frac{(1-s^2)^3}{2s^4} \sqrt{s^2 - \tau^2} (2s^2 + \tau^2) -$$

-модельнонезависимый множитель, $\tau = \frac{2m_e}{m_\pi}$.

Ширина $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$ в рассматриваемом случае равна

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = \frac{\pi}{4} \alpha^2 g_{\pi^0 \gamma \gamma}^2 m_\pi^3. \quad /8/$$

где

$$g_{\pi^0 \gamma \gamma}^2 = \lambda L^2 \frac{1}{2\pi^2},$$

α - формфактор $F_\pi(s^2)$ дается формулой /2/.

Для данной модели параметр $a(\xi)$ представляется как сумма двух слагаемых

$$a(\xi) = a_\gamma(\xi) + a_\nu(\xi). \quad /9/$$

Первый член в правой части, равный

$$a_\gamma(\xi) = \frac{\mu^2}{12} \left(1 + \frac{\xi^2}{2}\right), \quad /10/$$

определяет вклад однофотонного обмена /диаграмма /а/ на рис.1/, пропорциональный s^2 , тогда как

$$a_\nu(\xi) = 8\lambda \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2} \left(1 + \frac{m_\rho^2}{m_\omega^2}\right) b(\xi) S_0(\xi) \quad /11/$$

характеризует вклад в том же порядке по s от диаграммы /б/ на рис.1.

Здесь

$$b(\xi) = \frac{\xi}{2} + \frac{1}{\sqrt{2}} S_1(\sqrt{2}\xi) - \frac{\xi}{2} C_0(\sqrt{2}\xi), \quad /12/$$

где

$$S_n(\xi) = \frac{2}{n!} \int_0^\infty dt t^{2n} \sin \xi t e^{-t^2}, \quad /13/$$

$$C_n(\xi) = \frac{2}{n!} \int_0^\infty dt t^{2n+1} \cos \xi t e^{-t^2}. \quad /14/$$

Поведение $a(\xi)$ в зависимости от параметра ξ показано на рис.2. Как видим, зависимость достаточно устойчива для широкой области изменения ξ ($1,0 \leq \xi \leq 2,0$).

Значение a в интересующей нас точке $\xi = 1,4$, что, как видно из таблицы 1, хорошо согласуется с результатом последних опытов, проведенных Фишером и др.^{/2/}. Такое значение величины a приводит к увеличению отношения ширины распадов

$\pi^0 \rightarrow \gamma e^- e^+$ и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

$$R(s, \xi) = \frac{1}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} \frac{d\Gamma(1)}{ds} \quad /15/$$

примерно на 8% по сравнению со случаем $a=0$.

Авторы выражают благодарность С.Б.Герасимову за полезные обсуждения.

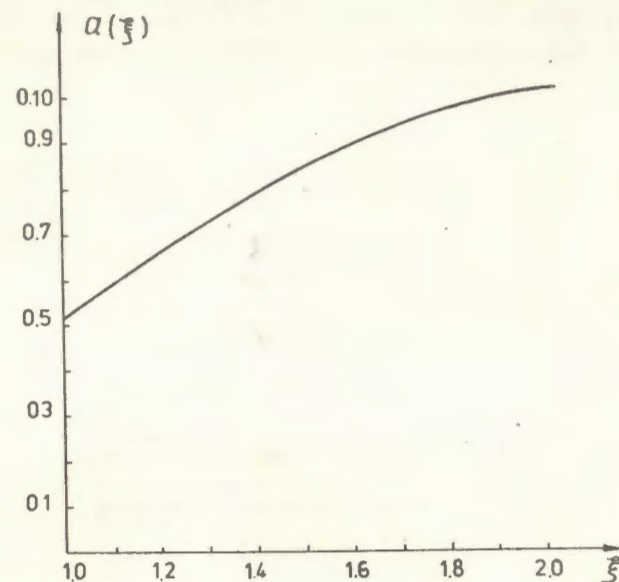


Рис. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. Fiecher J. et al Phys. Lett., 1976, 62B, p.485, Phys. Lett., 1978, 73B, p.364.
2. Буднев В.М., Карнаков В.А. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с.439. Иванов М.А., Охлопкова В.А. ОИЯИ, Р4-12509, Дубна, 1979. Rafutt B., Schulke L. Nuovo Cim., 1978, 46A, с.235.
2. Fischer J. et al. Phys. Lett., 1978, 73B, p.359.
3. Dalitz R.H. Proc. Phys. Soc., 1951, 64A, p.667.
4. Berman S.M. Geffen D.A. Nuovo Cimento, 1960, 28, p.1192.
5. Kroll N.M. Wada W. Phys. Rev., 1955, 98, p.1355.
6. Gell-Mann M., Zachariasen Phys. Rev., 1961, 124, p.953.
7. Samios N.P. Phys. Rev., 1961, 121, p.275.
8. Kobrak H. Nuovo Cimento, 1961, 20, p.1115.
9. Barton G., Anith B. Nuovo Cimento, 1965, 36, p.436.

10. Devons et al. Phys. Rev., 1969, 184, p.1356.
11. Dubnickova A.Z., Efimov G.V., Ivanov M.A.
Fortsch. der Phys., 1979, 27, p.377.
12. Динейхан М., Ефимов Г.В., Лобанов Ю.Ю. ОИЯИ, P2-12430,
Дубна, 1979.
13. Иванов М.А., Охлопкова В.А. ОИЯИ, P2-12638, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 декабря 1979 года.