

## О МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ ПИОНОВ НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

О. Д. Далькаров, В. А. Хозе, И. С. Шапиро

Показано, что наблюдаемый на опыте  $\rho^+$ -мезон является квазядерным  ${}^3S_1$ -состоянием системы  $N\bar{N}$ . Предсказывается существование еще одного сравнительно узкого резонансного максимума ( $\Gamma \lesssim 10$  Мэв) в множественной генерации четного числа пионов с энергией близкой к двум нуклонным массам.

Экспериментальные данные [1] указывают на заметное возрастание сечения рождения четырех и шести пионов на встречных пучках  $e^+e^-$ , когда энергия сталкивающихся частиц достигает значений порядка двух нуклонных масс. Обнаруженная корреляция энергетического хода сечения множественной генерации с порогом рождения нуклон-антинуклонной пары требует объяснения, поскольку для образования нескольких пионов достаточно меньшей энергии.

В настоящей статье это явление объясняется образованием виртуального квазядерного мезона – связанного состояния нуклона ( $N$ ) и антинуклона ( $\bar{N}$ ) с нерелятивистским дефектом массы (см. [2]). Так как аннигиляция  $N\bar{N}$  идет преимущественно по многопионным каналам, то рассматриваемый механизм должен давать вклад в наблюдаемый эффект.

Идея об участии квазядерных мезонов в процессах множественной генерации пионов на встречных пучках  $e^+e^-$  была впервые высказана в работе [3]. Полученные в ней количественные результаты требуют, однако, пересмотра и некоторого уточнения.

Рассматриваемому механизму множественной генерации пионов отвечает диаграмма на рис. 1. Светлым кружком на диаграмме обозначена амплитуда перехода фотон  $\rightarrow$  квазядерный мезон. Она равна  $\sqrt{ag(s)}$ ,

где  $\alpha = 1/137$ ,  $g(s)$  – функция энергетической переменной  $s$ . Эту функцию удобно параметризовать, выделяя константу и линейный по  $s$  член:

$$g(s) = c_0 + c_1 s + F(s). \quad (1)$$

Аналитическая функция  $F(s)$  содержит все особенности амплитуды, в том числе и пороговые.

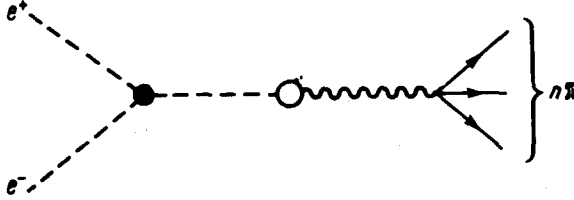


Рис. 1

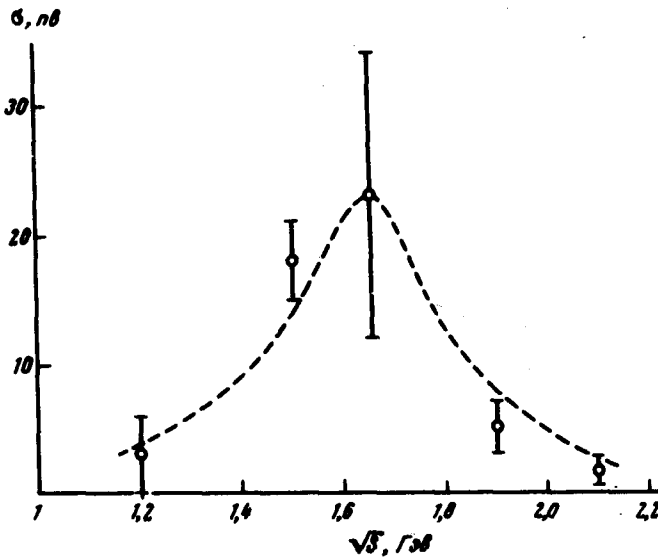


Рис. 2. Энергетический ход сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$

Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow n\pi$  (число пионов  $n > 2$ ), отвечающее диаграмме 1, будет, очевидно, иметь резонанс в точке  $s = M^2$ , где  $M$  – масса квазиядерного мезона. Обозначив парциальную (по каналу  $n\pi$ ) и полную ширины этого мезона через  $\Gamma_{n\pi}$  и  $\Gamma$ , можем записать сечение в следующей форме:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow n\pi) = \frac{4\pi\alpha^2 M |g(s)|^2}{s^2} \frac{\Gamma_{n\pi}}{(s - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}. \quad (2)$$

Канал		$\pi^+ \pi^-$	$2\pi^+ 2\pi^-$	$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^-$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$
$\sigma_{\text{теор}}$ (мб)	1 = 1 1 = 0	0,02 0,01	0,4 0,22	0,5 0,31	0,11 0,07	0,88 0,54	0,26 0,16	0,74 0,45	0,89 0,54
$\sigma_{\text{эклп}}$ (мб)	-	-	5 ± 2	-	3,5 ± 1,5	7 ± 3	-	5 ± 3	-

На рис. 2 приведены экспериментальные точки для энергетического хода сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ , изученной лучше других (см. [4]). Эти данные могут быть согласованы с формулами (1) и (2) (пунктирная кривая) при следующих значениях параметров

$$| (c_0 + F)/c_1 M^2 | \leq 0,1,$$

$$M = 1650 \text{ Мэв}, \quad \Gamma = 350 \text{ Мэв}.$$

Резонанс  $\rho'$ , о котором идет речь должен иметь те же квантовые числа, что и  $\rho$ -мезон. Интересно сравнить константы  $c_1$  для  $\rho'$  и  $\rho$ -мезонов. Абсолютная величина константы  $c_1(\rho')$  может быть определена из данных по полному сечению аннигиляции  $e^+e^-$  на четное число пионов [1]. При этом получается:

$$c_1^{-2}(\rho') = 9 \pm 3.$$

Если для  $c_1(\rho)$  использовать значение, приведенное в [4] ( $c_1^{-2}(\rho) = 2,26 \pm 0,25$ ), то

$$\frac{c_1^2(\rho')}{c_1^2(\rho)} = 4,0 \pm 1,4.$$

Таким образом порядки величины констант  $c_1(\rho')$  и  $c_1(\rho)$  одинаковы.

Согласно квазядерной модели (см. [2]) резонанс  $\rho'$  должен быть связанным изовекторным  ${}^3S_1$  - состоянием нуклона и антинуклона (возможно с примесью  $d$ -волны). Его ширина должна составлять величину порядка 100 Мэв, масса - около 1700 Мэв.

Как следует из изложенного, основной вклад в амплитуду  $g(s)$  должен давать линейный по  $s$  член. Все пороговые особенности этой амплитуды содержатся в слагаемом  $F(s)$  (см. формулу (1)), которое должно быть мало. Вычислить величину  $F(s)$  чисто теоретически вряд ли возможно, но некоторая часть ее, определяемая промежуточными состояниями с парой  $N\bar{N}$  может быть оценена в рамках квазядерной модели. Если рассмотренное выше объяснение множественной генерации пионов в столкновениях  $e^+e^-$  справедливо, то амплитуда, отвечающая образованию виртуальной несвязанной пары  $N\bar{N}$ , должна быть значительно меньше линейного члена в  $g(s)$  (в противном случае понадобилось бы предположить сильную компенсацию вкладов от различных промежуточных состояний). Оценка квадратичного по  $F$  члена  $\sigma(F)$  в сечении (2) была получена в [3]. Как показано в этой работе

$$\sigma(F) = \frac{12\pi}{4M^2} W_e W_\pi, \quad (3)$$

где  $W_e$  и  $W_\pi$  - относительные вероятности аннигиляции покоящихся  $N$  и  $\bar{N}$  на  $e^+e^-$  и  $n\pi$ . Эти величины могут быть оценены по экспериментальным данным. Пересмотренные в соответствии с последними данными (см. [5]) цифры для  $\sigma(F)/\sigma$  показаны в таблице. Как видно из

таблицы,  $\sigma(F)/\sigma$  составляет в области  $\rho'$ -резонанса величину порядка 1%<sup>1)</sup>.

В заключение отметим, что квазиздерная модель предсказывает существование еще одного векторного состояния  $N\bar{N}$  с положительной  $G$ -четностью и с изоспином единица. Это состояние является преимущественно  ${}^3d_1$ -волной в относительном движении  $N\bar{N}$ . Его масса равна примерно 1850 Мэв, а полная ширина может быть значительно меньше ширины  $\rho'$ -мезона (из-за центробежного барьера, препятствующего сближению  $N$  и  $\bar{N}$  на расстояния порядка комптоновской длины нуклона, характерные для аннигиляции). Связанное состояние  $N\bar{N} {}^3d_1(1850)$ , по-видимому, наблюдается экспериментально по аннигиляции  $\bar{p}$  в дейтериевой пузырьковой камере (см. экспериментальные данные в [6], теоретическое обсуждение — в [6]). Два изоскалярных связанных состояния  $N\bar{N}$  с квантовыми числами фотона и с отрицательной  $G$ -четностью имеют, согласно [2], значительно меньшие массы.

Таким образом, согласно квазиздерной схеме, следует ожидать наличия еще одного сравнительно узкого (возможно с шириной порядка 10 Мэв) резонансного максимума в множественной генерации четного числа пионов на встречных пучках  $e^+e^-$ . Этот максимум должен отвечать энергии, близкой к двум нуклонным массам. Вместе с тем модель предсказывает отсутствие резонансов в множественных пионных каналах с отрицательной  $G$ -четностью при энергиях в районе или большей массы  $\rho'$ .

Авторы благодарны Л.А.Кондратьюку за полезные обсуждения.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
11 марта 1974 г.

### Литература

- [1] G. Vacci et al. Phys. Lett., 38B, 551, 1972; G. Barbarino et al. LNC, 3, 689, 1972.
- [2] О.Д.Далькаров, В.Б.Мандельцвейг, В.А.Хозе. Письма в ЖЭТФ, 14, 134, 1971. (ЖЭТФ, Леттерз, 14, 87, 1971).
- [3] D. Benaskas et al. Phys. Lett., 39B, 289, 1972.
- [4] "Symposium on Nucleon-Antinucleon Annihilation" Chexbres, Switzerland, 27 — 29 March, 1972.
- [5] L. Gray, P. Hagerty, T. Kalogeropoulos. Phys. Rev. Lett., 26, 1491, 1971.
- [6] L. N. Bogdanova, O. D. Dalkarov, I. S. Shapiro. Phys. Rev. Lett., 28, 1418, 1972.

<sup>1)</sup> Сечения, приведенные в таблице, примерно на порядок больше величин, полученных в работе [3]. Это различие вызвано тем, что в данной работе при вычислении  $W_\pi$  выделены вклады в полное сечение аннигиляции каналов с нужными изоспином и  $G$ -четностью.