

О СЕЧЕНИИ АННИГИЛЯЦИИ  $e^+e^- \rightarrow$  АДРОНЫ ВБЛИЗИ  $N\bar{N}$ -ПОРОГА

О.Д.Далькаров, В.Г.Ксензов

В модели связанных каналов рассмотрено поведение аннигиляционного сечения  $e^+e^- \rightarrow$  адроны вблизи  $N\bar{N}$ -порога. Показано, что сильное притяжение в канале  $N\bar{N}$  приводит к появлению кроме резонансов дополнительных иррегулярностей в энергетической зависимости сечения.

Экспериментальные результаты, полученные в последнее время в  $e^+e^-$ -столкновениях, говорят, по-видимому, о резонансном поведении сечения аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны в области масс  $1,5 \div 2$  ГэВ [1]. Свойства обнаруженных резонансов (близость масс к порогу  $N\bar{N}$ , многопионные каналы распада) указывают на то, что по крайней мере, некоторые из них могут быть векторными состояниями "бариония" [2], существование которого в настоящее время установлено [3]. Вместе с тем сильное притяжение в системе  $N\bar{N}$  в состояниях сплошного спектра и связь с аннигиляционными каналами [4] дает ряд дополнительных вблизипороговых эффектов (сравнительно большая величина аннигиляционного сечения  $p\bar{p}$ -взаимодействия [5], рост электромагнитного фактора протона при приближении к порогу  $N\bar{N}$  со стороны времени-подобной области [6] и др.). В данной статье мы показываем, что наличие связанного состояния в системе  $N\bar{N}$  вблизи порога в сочетании с сильным притяжением между  $N$  и  $\bar{N}$  в состояниях сплошного спектра приводит к немонотонной энергетической зависимости сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, причем положение максимума сечения не обязательно совпадает с массой резонанса (энергетическая ширина наблюдаемой иррегулярности также может отличаться от естественной ширины уровня бариония).

Мы рассмотрим аннигиляцию  $e^+e^- \rightarrow$  адроны вблизи порога как задачу связанных каналов:  $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ ,  $N\bar{N} \rightarrow N\bar{N}$  (канал  $h$ ) и  $N\bar{N} \rightarrow \rho\epsilon$  (канал  $l$ ). Для описания аннигиляции используется нерелятивистский потенциальный подход, однако, необходимо отметить, что несмотря на упрощенность и модельность рассмотрения, основные результаты являются следствием общих свойств взаимодействия  $N\bar{N}$ . Между  $N$  и  $\bar{N}$  действует потенциал притяжения  $V_h(r)$ , приводящий к появлению квазядерных резонансов  $N\bar{N}$  ("барионий"). Взаимодействие между каналами  $h$  и  $l$  осуществляется через посредство короткодействующего потенциала  $V_{hl}(r)$ , который для простоты был выбран в сепара-

бельной форме:  $V_{hl} = \lambda g(r)g(r')$ , где  $g(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi r_a}} \exp(-\frac{r}{r_a})/r$

( $r_a = 1/2m \approx 0,1$  Ф — радиус аннигиляции). Частицы в обоих каналах мы считаем бесспиновыми. Взаимодействие в канале  $l$  отсутствует. Массы легких частиц мы выбрали близкими к массам реальных  $\rho$  и  $\epsilon$  — мезонов [7].

Графически рассматриваемый процесс может быть представлен в следующем виде:

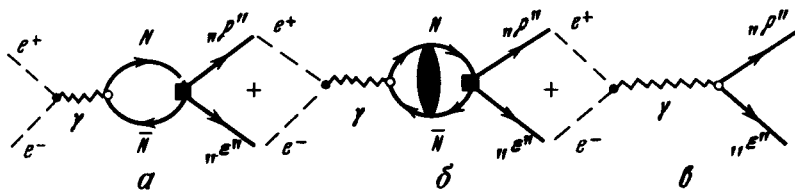


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы для аннигиляции:  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\rho^0$

Амплитуду реакции, соответствующую диаграммам (а) и (б), можно записать так

$$M = \frac{\langle T_0 | G_h | V_{hl} \rangle}{1 - \lambda^2 \langle g | G_l | g \rangle \langle g | G_h | g \rangle} = \lambda T_0 \frac{\langle 1 | G_h | g \rangle}{1 - \lambda^2 \langle g | G_l | g \rangle \langle g | G_h | g \rangle} g(p) \quad (1)$$

здесь  $G_h$  и  $G_l$  — функции Грина тяжелых ( $N\bar{N}$ ) и легких ( $\pi\rho^0$ ) частиц, соответственно;  $T_0$  — амплитуда аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$  (без взаимодействия  $N\bar{N}$  в конечном состоянии),  $p$  — импульс легких частиц в системе ЦИ. В выражении (1) мы использовали тот факт, что амплитуда  $T_0$  отвечающая учету далеких от порога  $N\bar{N}$  аннигиляционных особенностей может считаться константой. Слагаемое (в) на рис. 1 учитывает непотенциальный вклад в аннигиляцию  $e^+e^- \rightarrow \pi\rho^0$  и является фоновым процессом.

Используя короткодействие  $V_{hl}$  можно переписать числитель формулы (1) в следующем виде:

$$\langle 1 | G_h | g \rangle = - \frac{|\phi(0)|^2}{|\epsilon_{CB}| - \epsilon + i\eta} + \int \frac{dk |\phi_k(0)|^2}{k^2/m - \epsilon - i\eta}, \quad (2)$$

где  $\phi_k(r)$  и  $\phi_0(r)$  — волновые функции сплошного и дискретного спектров потенциала  $V_h$ ,  $\epsilon_{CB}$  — энергия связи квазиядерного уровня (мы предполагаем, для простоты, что в потенциале  $V_h$  имеется одно связанное состояние),  $\epsilon = \sqrt{s} - 2m$  кинетическая энергия  $N\bar{N}$  в СЦИ. Нетрудно видеть, что интеграл по сплошному спектру в (2) при  $\epsilon < 0$  положителен, в то время как вклад полюса, отвечающего связанному состоянию, меняет знак в точке  $\epsilon = -|\epsilon_{CB}|$ . Поэтому, в некоторой точке в области  $-|\epsilon_{CB}| < \epsilon < 0$  возможна точная компенсация этих членов, т. е. появление нуля в амплитуде аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \pi\rho^0$  без учета фона (точное положение нуля зависит, очевидно, от относительного вклада полюсного члена и интеграла по сплошному спектру). В области же  $\epsilon < -|\epsilon_{CB}|$  можно ожидать роста сечения аннигиляции

вследствие конструктивной интерференции обеих слагаемых в формуле (2). Можно показать, что существование нуля числителя в выражении (1) (не зависит от конкретного вида потенциала  $V_h(r)$ ). Действительно, рассмотрим уравнение для определения нулей знаменателя в (1)

$$1 - \lambda^2 < g |G_l| g > < g |G_h| g > = 0. \quad (3)$$

Как известно, уравнение (3) определяет положение квазиядерного уровня в комплексной плоскости  $\epsilon$  с учетом аннигиляционного канала. Было показано, что при  $\lambda \rightarrow \infty$  ширина уровня  $\Gamma \rightarrow 0$ , т. е. полюс выходит на действительную ось энергии  $\epsilon$  [8]. Очевидно, что величина  $< g |G_h| g > = (\lambda^2 < g |G_l| g >)^{-1}$  должна стремиться к нулю в этой точке, так как  $< g |G_l| g > \neq 0$ . В тоже время положение нулей величин  $< g |G_h| g >$  и  $< 1 |G_h| g >$  совпадает с хорошей точностью (порядка  $(r_a/R)^2$ ).

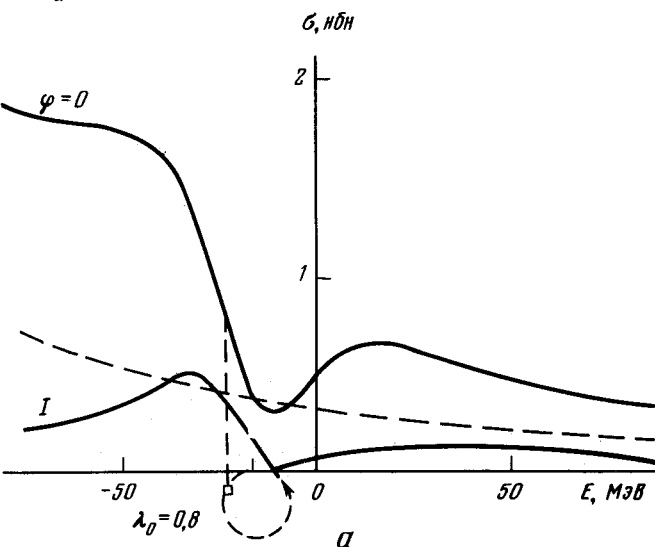
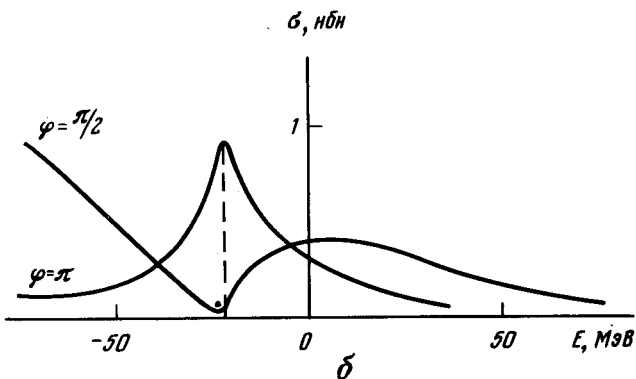


Рис. 2. а — Поведение сечения  $e^+e^- \rightarrow \rho\epsilon$  вблизи  $NN$ -порога как функция энергии  $\epsilon = \sqrt{s} - 2m$ . Кривые  $\phi = 0, \pi/2, \pi$  соответствуют различным предположениям о фазе  $\phi$  фоновой амплитуды. Сплошной кривой показано поведение сечения в отсутствие фона. Пунктирная кривая соответствует фоновому сечению. Стрелкой показано положение квазиядерного уровня в комплексной плоскости энергии ( $\epsilon^* = -21 + 14i$ ). б — То же для  $\phi = \pi/2$  и  $\pi$



На рис. 2, а, б показано поведение сечения аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \rho\epsilon$ . Потенциал  $V_h$  был выбран так, чтобы невозмущенное положение квази-

ядерного уровня находилось близко к порогу и его радиус был велик ( $\epsilon_{\text{СВ}} = 12,7 \text{ МэВ}$ ,  $R = 1,2 \text{ Ф}$ ). Безразмерная константа связи с аннигиляционным каналом  $\lambda_0 = 0,8$  отвечает наблюдаемому на опыте полному аннигиляционному сечению при  $\epsilon_{\text{СЦИ}} = 44 \text{ МэВ}$  [8]. Электромагнитный формфактор протона  $G_0$ , отвечающий учету далеких от порога аннигиляционных особенностей (например, в модели векторной доминантности — вкладу  $\rho$ -,  $\omega$ -,  $\phi$ -мезонов) полагался равным  $G_0 = 0,1$ . Фоновая амплитуда нормировалась в области  $\rho$ -мезона, где ее вклад является основным [7]. Кривая 1 на рис. 2, а соответствует поведению сечения в отсутствие фона (движение квазиядерного уровня в зависимости от константы связи показано пунктиром). Видимо, что точный расчет подтверждает основные качественные закономерности, о которых говорилось выше. В то же время нерегулярное поведение неполюсной части амплитуды и интерференция с фоном обуславливает, как это следует из рис. 2 сложное поведение сечения  $e^+e^- \rightarrow$  адроны вблизи порога, в частности, появление дополнительных аномалий, имитирующих резонансное поведение.

Изложенные выше результаты эвристических модельных расчетов показывают, что хотя само возникновение иррегулярностей в энергетическом поведении сечения  $e^+e^- \rightarrow$  адроны обусловлено наличием связанных состояний  $N\bar{N}$ , отождествление наблюдаемых максимумов сечения с уровнями бариония требует осторожности. В частности, положение и ширина таких пиков (а иногда и минимумов) в сечении существенно зависит от интерференции резонансной и "фоновой" слагаемых в амплитуде. Поэтому для установления масс подпороговых резонансов по процессам аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны необходим сравнительный анализ данных об энергетическом ходе сечения аннигиляции в различные бозонные каналы.

Авторы выражают благодарность Л.Н.Вогдановой, Б.О.Кербикову, А.Е.Кудрявцеву и, особенно, И.С.Шапиро за интересные обсуждения и полезные замечания.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
16 мая 1979 г.

### Литература

- [1] G.Cosme et al. Preprint LAL-78/32, 1979.
- [2] L.Montanet. Preprint CERN/EP/PHYS 77-22, 1977.
- [3] I.S.Shapiro. Phys. Rep., 35, 129, 1978.
- [4] I.S.Shapiro. Preprint ITEP-88, 1977.
- [5] В.Г.Ксензов, А.Е.Кудрявцев. Письма в ЖЭТФ, 27, 1976, 1978.
- [6] О.Д.Далькаров. Письма в ЖЭТФ, 28, 183, 1978.
- [7] F.Ceradini et al. Phys. Lett., 43B, 341, 1973.
- [8] В.О.Кербиков et al. Preprint ITEP-61, 1978.