

С 346.48

С - 603

23/12-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2286



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Л.Д. Соловьев

О СДВИГЕ  $\rho$ -МЕЗОННОГО ПИКА  
В ДВОЙНОМ ФОТОРОЖДЕНИИ

1965

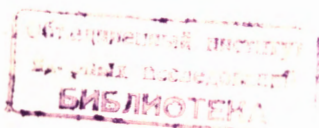
P - 2286

35524, 40

Л.Д. Соловьев

О СДВИГЕ  $\rho$ -МЕЗОННОГО ПИКА  
В ДВОЙНОМ ФОТОРОЖДЕНИИ

Направлено в "Physics Letters"



При изучении двойного фоторождения пионов на нуклонах  $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$  на Кембриджском ускорителе <sup>/1/</sup> в распределении по инвариантной массе пионов был обнаружен максимум, соответствующий по квантовым числам  $\rho$ -мезону, но лежащий при  $735 \pm 10$  Мэв (водородная камера) или при  $740 \pm 5$  Мэв (электроника), что заметно ниже массы  $\rho$ -мезона  $763 \pm 4$  Мэв, наблюдаемой, например, в пион-нуклонном рассеянии. Этот сдвиг можно пытаться связывать с разными причинами, например, с неизвестной нам сложной структурой  $\rho$ -мезонного пика или с существованием нового резонанса. Вместе с тем представляет интерес рассмотреть возможность объяснить этот сдвиг чисто динамически, исходя из свойств известных резонансов. Рассмотрим такую возможность на примере простейшего процесса фоторождения пионов на пионах  $\gamma \pi \rightarrow \pi \pi$ .

Амплитуда этого процесса в области энергий от порога до  $\rho$ -мезонного резонанса имеет вид <sup>/2/</sup>

$$f(s) = C [1 + a A^{-1} (s - \frac{7}{4})^2] e^{\Delta(s)}, \quad (1)$$

где  $s = w^2$  — квадрат полной энергии в с.п.м., масса пиона равна 1,

$$\Delta(s) = \alpha(s) + [\alpha(-s + \frac{7}{2})]_+^*, \quad (2)$$

$$\alpha(s) = \frac{s - \frac{7}{4}}{\pi} \int_0^\infty \frac{\delta(x) dx}{4(x - \frac{7}{4})(x - s - k)}, \quad (3)$$

$\delta(s)$  — фаза пион-пионного рассеяния в состоянии с  $l = j = 1$ ,

$$A = s^2 e^{\Delta(s)} \Big|_{s=0} < 0, \quad (4)$$

$C$  – произвольная константа и  $a$  есть отношение высокоэнергетического вклада в дисперсионный интеграл к значению амплитуды в точке нормировки. Это выражение получено лишь при двух предположениях, справедливых при малых энергиях и в области  $\rho$  – мезонного резонанса: 1) в амплитуде можно пренебречь  $F$  – волной и старшими парциальными волнами, 2) вклад многочастичных состояний в дисперсионный интеграл вместе с вкладом двухчастичного состояния с  $s > 40$  можно аппроксимировать константой.

Амплитуда (1) существенно зависит от пион-пионной фазы  $\delta$  и величины высокоэнергетического вклада  $a$ . Экспериментально измерены лишь два параметра фазы – положение и ширина резонанса. Поэтому мы рассмотрели амплитуду фоторождения при пяти различных выражениях для фазы, у которых резонансные параметры соответствуют экспериментальным и которые стремятся к  $\pi$  при больших энергиях. В остальном все выражения значительно различаются между собой. Мы приведем результаты лишь для одного выражения ( $q$  – импульс пиона в с.п.м.)

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{0,79 q^8}{q_r^4 - q^4} \quad (5)$$

и укажем (в скобках) границы их изменения для других четырех выражений.

Наименьшее значение  $a$  связано с учетом той части высокоэнергетического вклада, которая имеет ближайший разрез по квадрату переданного импульса (приближение Чини-Фубини<sup>/3/</sup>). В этом случае<sup>/4/</sup>

$$a = 0,32 \quad (0,31 - 0,32). \quad (6)$$

Сечение фоторождения в с.п.м.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{128 \pi^2} k q^8 \sin^2 \theta |f|^2 \quad (7)$$

( $k$  – импульс фотона,  $q$  – импульс конечного пиона) построено на рис. 1. Оно имеет резкий максимум, соответствующий по квантовым числам  $\rho$  – мезону, однако положение этого максимума

$$w = 749 \text{ МэВ} \quad (752 - 753 \text{ МэВ}) \quad (8)$$

заметно сдвинуто вниз по сравнению с рассеянием. Такое поведение определяется двумя факторами в амплитуде (1). Фактор  $e^{\Delta}$  в области резонанса ведет себя почти как амплитуда рассеяния. Однако его максимум довольно широк, и стоящий перед ним полином, быстро убывающий в области резонанса, сдвигает максимум вниз. Таким образом, сдвиг максимума связан с большой шириной  $\rho$  – мезона и убывающим полиномом в (1), который возник благодаря тому, что 1) амплитуда не имеет неоднородного полюсного члена и 2) мы учли, по крайней мере частично, высокоэнергетический вклад  $a > 0$ .

Подчеркнем, что этот сдвиг растет с ростом  $a$ , как это видно из рис. 1. Для других рассмотренных фаз эта зависимость значительно сильнее. Мы видим, что заметный сдвиг максимума широкого резонанса в фоторождении может быть объяснен чисто динамически, без привлечения новых резонансов.

Механизм этого сдвига обладает характерной особенностью, обязанной полиному в (1): амплитуда обращается в нуль в точке

$$s_0 = \sqrt{-A/a} + \frac{7}{4}, \quad (9)$$

соответствующей

$$w_0 = 1070 (960 - 1060) \text{ Мэв}. \quad (10)$$

Эта точка лежит несколько выше той области, в которой рассматриваемый метод может рассчитывать на количественное согласие с опытом. Однако она недалеко от указанной области, поэтому можно заключать, что рассмотренный механизм, наряду со сдвигом  $\rho$ -мезонного пика, качественно предсказывает резкое уменьшение сечения вблизи 1 Гэв. С ростом параметра  $a$  эта точка сдвигается вниз, как это видно из рис. 1.

Если бы диаграмма однопионного обмена давала основной вклад в измеренное в Кембридже распределение, то обнаруженный сдвиг можно было бы объяснить непосредственно рассмотренным выше механизмом. Однако диаграмма однопионного обмена не является доминирующей в этом распределении <sup>1/1</sup>. Тем не менее, вполне возможно, что доминирующий механизм (например, механизм, подобный однопионному обмену, но с заменой промежуточного пиона другой частицей или системой) подобен рассмотренному выше варианту фоторождения на пионах и дает сдвиг  $\rho$ -мезонного пика точно таким же образом. Если это так, то распределение по инвариантной массе пионов в двойном фоторождении при фиксированной энергии налетающих фотонов и фиксированном квадрате 4-импульса, переданного протону, должно резко падать (проходить через нуль) в некоторой точке выше  $m_\rho$ , ориентировочно в области 800-1000 Мэв. Было бы интересно проверить это обстоятельство на опыте.

Мы рассмотрели на простейшем примере возможный механизм сдвига  $\rho$ -мезонного пика в двойном фоторождении. Что же касается собственно процесса  $u\pi \rightarrow \pi\pi$ , то имеется ряд указаний, что для него высокоэнергетический вклад  $a$  в (1) велик и близок к 1. Так, теория возмущений указывает, что этот процесс невозможен без учета диаграмм с барион-антибарионными парами. Его амплитуда исчезает, если барионную массу стремить к бесконечности. Можно сформулировать принцип единственности решения дисперсионного уравнения, учитывающий эти указания <sup>2,5/</sup>. Из этого принципа следует, что

$$a = 1,12 (0,84 - 1,32). \quad (11)$$

Амплитуда фоторождения при этом ведет себя весьма своеобразно: она проходит через нуль (благодаря полюжому в (1)) вблизи точки резонанса

$$w_c = 700 (744 - 764) \text{ Мэв.} \quad (12)$$

Сечение имеет максимум при

$$w = 716 (652 - 678) \text{ Мэв,} \quad (13)$$

сдвинутый вниз больше, чем на полуширину  $\rho$ -мезона, причем для ряда фаз он выражен очень слабо.

Из анализа спектра жестких фотонов в реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \rho$  при 340 Мэв в работе /8/ был определен параметр  $C$  в /1/

$$C^2 = 0,5 \pm 0,3. \quad (14)$$

При фиксированном  $a$  это число полностью определяет амплитуду и позволяет вычислить ширину распада  $\rho \rightarrow \pi \gamma$

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow \pi \gamma)}{\Gamma(\rho \rightarrow \pi \pi)} = \frac{k^2}{6\pi} \sigma(\gamma \pi \rightarrow \pi \pi) |_{w=m_\rho}, \quad (15)$$

для которой имеется определенное предсказание унитарной симметрии  $\Gamma(\rho \rightarrow \pi \gamma) = 0,12 \text{ Мэв}^2$  /7/. Параметры (11) и (14) не противоречат этому предсказанию /8/.

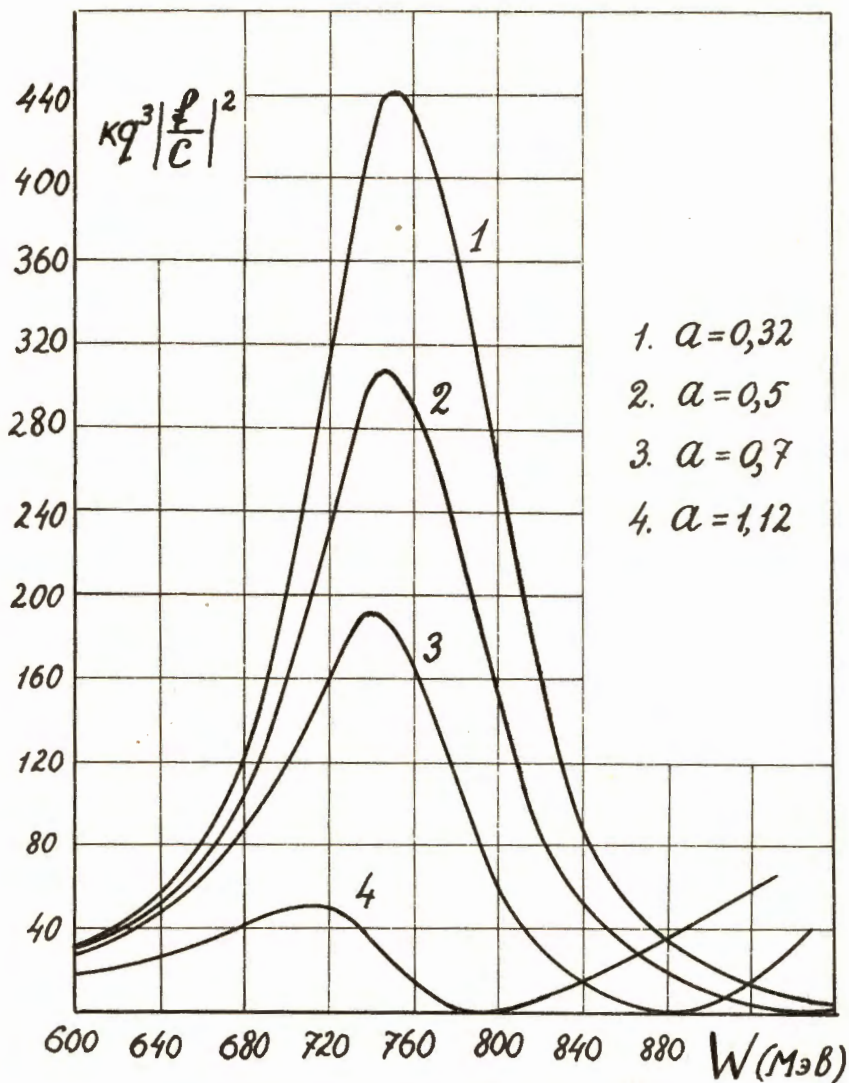
Для параметра (11) процесс  $\gamma \pi \rightarrow \pi \pi$  оказывается запрещенным в области  $\rho$ -мезонного резонанса. В этой области он фактически сводится к трехчастичным ( $\gamma \pi \rightarrow \rho$ ,  $\rho \rightarrow \pi \pi$ ). Предсказания  $A$ -четности /8/ и  $SU(6)$ -симметрии /7/ при этом согласуются с динамикой. Для других энергий, где этот процесс не сводится к трехчастичным, предсказания  $A$ -четности и динамики (для параметров (11), (14)) не соответствуют друг другу. Было бы очень интересно получить экспериментальные сведения о сечении процесса  $\gamma \pi \rightarrow \pi \pi$ , например, из данных по двойному фоторождению с помощью экстраполяции Чу-Лоу. Это позволило бы проверить динамическую картину процесса, в частности, роль высокоэнергетических вкладов, а также непосредственно найти ширину распада  $\rho \rightarrow \pi \gamma$  и проверить одно из важных предсказаний унитарной симметрии.



Л и т е р а т у р а

1. К. Штраух, В. Фишер. Доклады в Ереванской школе теоретической и экспериментальной физики. 18-26 мая 1965 г.
2. Л.Д. Соловьев, ЖЭТФ, 40, 597 , 1961.
3. M.Cini, S.Fubini. Ann. Phys., 10, 352 (1960).
- 4.
4. В.А. Мешеряков, Л.Л. Неменов, Л.Д. Соловьев, Ю.П. Строкач, Ф.Г. Ткебучава. Препринт ОИЯИ Р-1896, Дубна, 1964. Ядерная физика, 2, 124, 1965 .
5. В.А. Мешеряков, Л.Л. Неменов, Л.Д. Соловьев. ЖЭТФ, 45, 1188, 1963.
6. Т.Д. Блохинцева и др. Доклад на ХП Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна, 1964 . Препринт ОИЯИ, Дубна, 1965.
7. L.D.Soloviev. Phys. Lett., 16, 345, 1965. См. также V.V.Anisovich et al.,  
ibid, 194
8. В.А. Мешеряков, Л.Д. Соловьев, Ф.Г. Ткебучава. Препринт ОИЯИ, Р-2171, Дубна,  
1965.
9. J.B.Bronzan, F.E.Low. Phys. Rev. Lett., 12, 522 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 июля 1965 г.



Р и с. Сечение фоторождения мюона на мюоне как функция полной энергии в с.д.м. при различных значениях высокоэнергетического вклада  $a$ .