

Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 387 – 391

20 сентября 1971 г.

О РАСЩЕПЛЕНИИ A_2 -МЕЗОНА

А.Б.Кайдалов

Значительный интерес вызывает вопрос о природе наблюдаемого на опыте [1] расщепления максимума A_2 -резонанса [2]. Попытки объяснения этого явления с помощью двух близко расположенных резонансов

с одинаковыми квантовыми числами [1, 3] или диполя [1, 4] сталкиваются со значительными трудностями в связи с появившимися в последнее время экспериментами [5], в которых расщепление A_2 -мезона не наблюдалось. В данной работе отмечается, что имеющиеся экспериментальные данные могут быть объяснены, если предположить, что существует сильная деструктивная интерференция между A_2 -резонансом и фоном

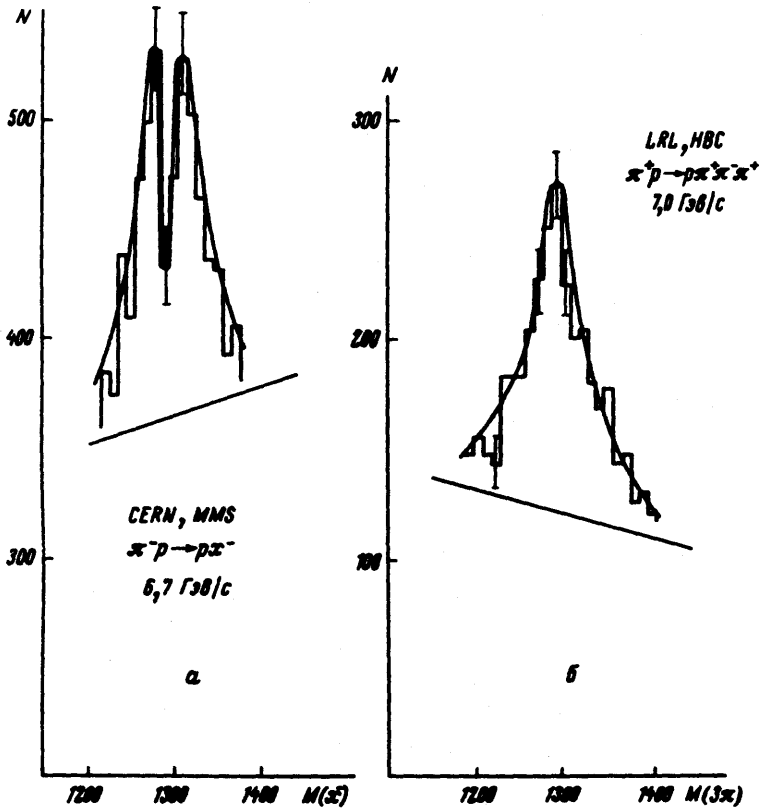


Рис. 1. Массовые распределения в области A_2 -резонанса: а - $\pi^- p \rightarrow \rho x^-$ при $p_{\pi^-} = 6,7 \text{ Гэв/с}$ [1], б - $\pi^+ p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^- \pi^+$ при $p_{\pi^+} = 7,0 \text{ Гэв/с}$ [5]

При образовании A_2 -мезона в реакциях $\pi^\pm p \rightarrow A_2^\pm p \rightarrow \rho^0 \pi^\pm p$ (1) спектры масс $\rho^0 \pi^\pm$ -систем указывают на существование значительно го фона под A_2 -пиком (см. рис. 1). A_2 -мезон имеет квантовые числа $J^P = 2^+$ [6], то есть отвечает d -волне системы $\rho\pi$, а большая часть фона, по-видимому, находится в других парциальных волнах — например s -волне. Однако нет никаких оснований считать, что фон в d -волне мал. В связи с этим запишем амплитуду образования $\rho\pi$ -системы в реакции (1) (аналогичным образом можно рассмотреть образование

A_2 в других процессах и его переходы в каналы $K\bar{K}$ и $\eta\pi$) в виде

$$T(M, s_i, t_i) = g(M, s_i, t_i) \left[\frac{\Gamma/2}{M_{A_2} - M - i\frac{\Gamma}{2}} + a(M, s_i, t_i) + i\beta(M, s_i, t_i) \right], \quad (1)$$

где $M = s_{\rho\pi}^{1/2} = \sqrt{(E_\rho + E_\pi)^2 - (p_\rho + p_\pi)^2}$ — инвариантная масса системы $\rho\pi$. s_i, t_i — другие инвариантные переменные от которых может зависеть амплитуда реакции. Вид этой зависимости для нас пока не существен.

Предполагается, что функции $g(M, s_i, t_i)$, $a(M, s_i, t_i)$, $\beta(M, s_i, t_i)$ мало меняются при изменении M на величину $\sim \Gamma$, то есть резкая зависимость от M содержится только в обычной брейт-вигнеровской форме A_2 -резонанса. Если, однако, амплитуды фона a, β сравнимы по величине с резонансной частью, то из-за их интерференции форма максимума в распределении по M $d\sigma/dM$ может сильно исказиться.

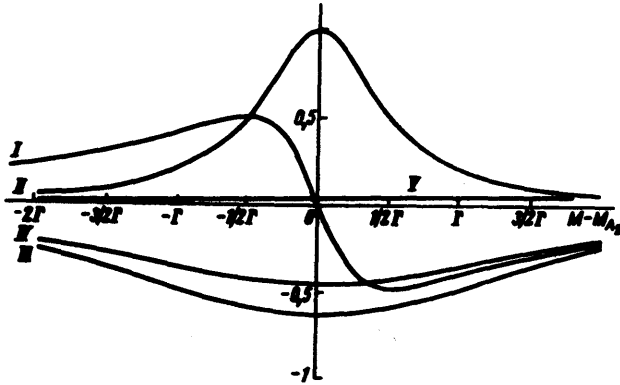


Рис. 2. I — вещественная часть резонансной амплитуды, II — мнимая часть резонансной амплитуды, III — мнимая часть фоновой амплитуды для π^-p -взаимодействия при $6,7\Gamma \text{ эв/с}$, IV — π^+p -взаимодействия при $7,0\Gamma \text{ эв/с}$, V — $\alpha(M)$

Вещественная часть резонансного слагаемого (кривая I на рис. 2¹⁾) меняет знак при $M = M_{A_2}$ и ее квадрат имеет два максимума при $M = M_{A_2} \pm (\Gamma/2)$. Вместе с квадратом мнимой части (кривая II) он дает обычную форму резонансного максимума. Если, однако, вклад фоновое слагаемого уменьшит мнимую часть амплитуды более, чем

¹⁾ Общий масштаб на рис. 2 выбран таким образом, чтобы мнимая часть резонансного слагаемого была равна единице в точке $M = M_{A_2}$. В отличие от упругого рассеяния, условие унитарности не фиксирует величину мнимой части амплитуды при $M = M_{A_2}$. Функция $g(M, s_i, t_i)$ — произвольна и, вообще говоря, комплексна.

в два раза, то при $M = M_{A_2}$ будет уже не максимум, а минимум. Вещественная часть фона приводит, вообще говоря к тому, что резонансная структура становится несимметричной относительно точки $M = M_{A_2}$. Так как экспериментальные распределения $d\sigma/dM$ в реакции (1) являются в значительной степени симметричными, то $\alpha(M, s_1, t_1)$ — невелика. Для описания экспериментальных данных о расщеплении максимума в $d\sigma/dM$ выберем $\beta(M)$ в виде изображенном на рис. 2 (кривая III). Для того чтобы правильно описать экспериментальные распределения на крыльях резонанса необходимо, чтобы функция $\beta(M)$ убывала в обе стороны от резонанса. На расстоянии $\sim \Gamma$ $\beta(M)$ меняется на 15–20%. Такое поведение фона, как функции от M можно понять, если учесть, что в области $M < M_{A_2}$ амплитуда находится вблизи порога $\rho\pi$ -системы и должна убывать как $k^2 \ell \sim (M - (m_\rho + \mu))^2$. В области больших масс $s_{\rho\pi} = M^2 > 2(\Gamma\epsilon\sigma)^2$ при достаточно высоких энергиях сталкивающихся частиц можно ожидать, что амплитуда определяется двухреджеонными графиками, изображенным на рис. 3. В этом случае амплитуда, соответствующая определенной парциальной волне убывает $\sim (s_{\rho\pi})^{\alpha_1(t_1) - \alpha_2(t_2) - 1}$. Так как α_2 — может быть вакуумным полюсом, а $\alpha_1 = \pi, R$ (для рис. 3, а) и ρ, P^0, P (для рис. 3, б) траекториями, то амплитуда убывает быстрее чем $s_{\rho\pi}^{-1}$. Следовательно фоновая часть амплитуды действительно должна иметь максимум в области $s_{\rho\pi} = 1,5 + 2(\Gamma\epsilon\sigma)^2$ т. е. в области A_2 -резонанса.

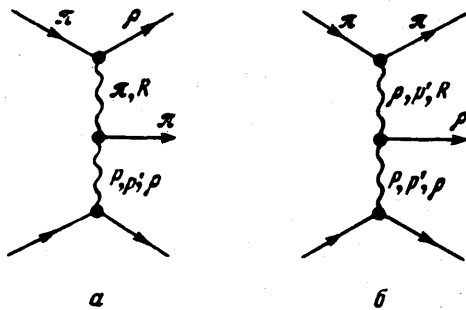


Рис. 3. Двухреджеонные графики, соответствующие фоновой части амплитуды

Отметим, что форма пика чрезвычайно чувствительна к величине $\beta(M_{A_2})$. При $|\beta(M_{A_2})| < 1/2$ двугорбая структура в распределении по M исчезает и имеется один максимум. Поэтому при переходе от реакции $\pi^- \rho \rightarrow \pi^- \rho^0 \rho$ к $\pi^+ \rho \rightarrow \pi^+ \rho^0 \rho$ достаточно небольшого изменения соотношения между резонансом и фоном (кривые III и IV соответственно на рис. 2) для того чтобы минимум в центре исчез. Описание экспериментальных данных на основе формулы (1) с $\beta(M)$, изображенными на рис. 2, $M_{A_2} = 1298 \text{ Мэв}$, $\Gamma = 32 \text{ Мэв}$ приведено на рис. 1. Прямые линии на рис. 1, характеризующие величину нерезонансного фона взяты из работы [6]. Отметим, что модель предсказывает характерную форму кривой при наличии минимума — резкий провал в центре, сравнительно медленное спадание на крыльях резонанса и хорошо описывает массовые распределения в обеих реакциях.

Для того, чтобы сделать более детальные предсказания о характере массовых распределений при различных энергиях и в разных процессах необходимо задать какую-либо модель для описания образования A_2 -резонанса и фона. Мы будем предполагать, что при высоких энергиях A_2 -мезон образуется за счет обмена P, P^*, ρ — полюсами Редже, а фон, в основном, связан с двухреджеонными графиками, типа изображенных на рис. 3. Заметим, что такая модель является не дуальной, а интерференционной. Можно подобрать вычеты полюсов таким образом чтобы описать существующие экспериментальные данные по образованию A_2 -резонанса. Модель предсказывает следующие свойства образования частиц в области A_2 -резонанса. а) Вид массовых распределений должен вообще говоря зависеть от угла вылета $\rho(K, \eta)$ -мезона по отношению к падающему π -мезону в системе покоя A_2 . Особенно резко это свойство должно проявляться в реакциях $\pi^- p \rightarrow \rho^+ \pi^- n$ (2) $\pi^- p \rightarrow \rho^- \pi^+ n$ (3), $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- n$ (4). Если ρ^+ в реакции (2), π^+ в (3) и K^+ в (4) движутся по направлению падающего π^- , то в этой кинематике нет графиков типа рис. 2, так как в t_1 -канале происходит обмен зарядом $Q = 2$. Поэтому фон отсутствует и расщепление A_2 -мезона не должно наблюдаться. Если же ρ^+ , π^+ , K^+ летят в противоположном направлении, то фон, соответствующий двухреджеонным графикам есть и в массовом распределении может быть минимум. б) С ростом энергии, расщепление A_2^- , образованного в $\pi^- p$ -столкновении должно исчезнуть. Это связано с тем обстоятельством, что при очень высокой энергии дает вклад только вакуумный полюс и амплитуда реакции $\pi^- p \rightarrow A_2^- p$ будет такой же, как и для реакции $\pi^+ p \rightarrow A_2^+ p$ в которой расщепление A_2 -мезона не наблюдается.

Экспериментальная проверка этих предсказаний с целью выяснения механизма расщепления A_2 -резонанса представляется весьма интересной.

Поступила в редакцию
28 июля 1971 г.

Литература

- [1] G.E.Chikovani, M.N.Focacci, W.Kienzle et al.Phys. Lett., 25B, 44, 1967; H.Benz, G.E.Chikovani, G.Damgard et al.Phys. Lett., 28B, 233, 1968; R.Baud, H.Benz, B.Bosnjakovic et al.Phys. Lett., 31B, 397, 1970.
- [2] P.Schübelin. Phys. Today, 23, 32, 1970.
- [3] C.Rebbi, R.Slansky. Phys. Rev., 185, 1838, 1969; J.V.Beaupre, T.P.Coleman, K.E.Lassila, P.V.Ruuskanen. Phys. Rev. Lett., 21, 1849, 1968.
- [4] K.E.Lassila, P.V.Ruuskanen. Phys. Rev. Lett., 19, 762, 1967.
- [5] M.Alston-Garnjost, A.Barbaro-Galtieri, W.F.Buhl et al. Phys. Lett., 33B, 607, 1970; K.J.Foley, W.A.Love, S.Ozaki et al.Phys. Rev. Lett., 26, 413, 1971.
- [6] M.Roos, C.Brickman, A.Barbaro-Galtieri et al.Phys. Lett., 33B, 1, 1970.