

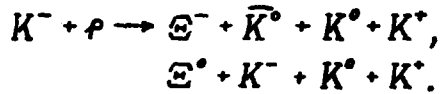
НАРУШЕННАЯ УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ И ВОЗМОЖНЫЙ
РЕЗОНАНС Ω^- (1875)

В.М.Шехтер

В работе [1] сообщается о наблюдении резонанса в системе $p\pi^+\pi^0$ с массой 1710 Мэв. Хотя его ширина оказалась малой (≤ 50 Мэв), можно думать, что его присутствие как раз и приводит к появлению нерегулярности на кривой полного сечения $\pi^+\rho$ -рассеяния в области ~ 1650 Мэв [2]. В этом случае резонанс имеет изотопический спин $T = 3/2$; поэтому он будет обозначаться далее Δ (1710).

Три резонанса — Δ (1710), Σ (1765) [3] и Ξ (1820) [4-7] расположены эквидистантно. Напрашивается предположение, что подобно известным изобарам с квантовыми числами $3/2^+$ они являются членами унитарного декуплета. При этом их спин и четность, скорее всего, равны $5/2^-$. Это связано с тем, что как в $\pi^-\rho^-$, так и в $K\rho^-$

рассеянии в области резонансов $N(1688)$ и $\Lambda(1815)$ присутствуют волны и с $J^P = 5/2^+$, и с $J^P = 5/2^-$. Наличие последних можно объяснить как проявление расположенных поблизости $\Delta(1710)$ и $\Sigma(1765)$. В тот же декуплет должен входить также резонанс со странностью -3 , $\Omega(1875)$. Он может быть обнаружен как резонанс в системе при ΞK -изучении реакций типа



Масса $\Omega(1875)$ определяется условием эквидистантности. Погрешность ее определения, по-видимому, такая же, как и у других членов декуплета, и имеет порядок ± 10 Мэв. Приведем теперь оценки ширины этого резонанса.

В [8] отмечается, что унитарные соотношения для парциальных ширин членов возможного декуплета с $J^P = 5/2^-$ не согласуются с опытными данными. Поэтому далее мы будем пользоваться равенствами, справедливыми при учете в первом порядке взаимодействия, нарушающего унитарную симметрию (последнее предполагается восьмой компонентой октета) [9]. Если выделить кинематические множители, положить ширину распада $I \rightarrow B + X$ равной

$$\Gamma(I \rightarrow B + X) = \frac{m_B}{m_I} K^5 [I \rightarrow BX]^2, \quad (1)$$

где k - импульс относительного движения B и X , и допустить, что параметры [] слабо зависят от масс адронов, участвующих в реакции, то

$$\begin{aligned} [\Omega^-(1875) \rightarrow \Xi^0 K^-] &= [\Delta^{++}(1710) \rightarrow p X^+] - \sqrt{3} [\Sigma^+(1765) \rightarrow p \bar{K}^0] + \\ &+ \sqrt{6} [\Xi^-(1820) \rightarrow \Xi^- X^0]. \end{aligned} \quad (2)$$

В силу T -инвариантности все константы [], входящие в (2), вещественны, но относительный знак их неизвестен. Чтобы получить сведения об этом знаке, рассмотрим соотношение

$$\sqrt{2/3} [\Delta^{*+}(1710) \rightarrow p\pi^+] - 2\sqrt{2} [\Sigma^+(1765) \rightarrow p\bar{K}^0] + 2[\Xi^-(1820) \rightarrow \Xi^-\pi^0] + \\ + \sqrt{3} [\Xi^-(1820) \rightarrow \Lambda K^-] - [\Xi^-(1820) \rightarrow \Sigma^0 K^-] = 0 \quad (3)$$

и подставим в него абсолютные значения констант []. Согласно [3], $\Gamma(\Sigma^+(1765) \rightarrow p\bar{K}^0) \approx 36$ Мэв. Это число соответствует полной ширине $\Sigma(1765)$, равной примерно 60 Мэв, и относительной вероятности распада $\Sigma(1765) \rightarrow N\bar{K}$, составляющей около 60%. Для $\Xi^-(1820)$ парциальные ширины распада на $\Xi^-\pi^0$, ΛK^- и $\Sigma^0 K^-$ принимаем равными соответственно 10, 30 и 2 Мэв. Эти величины соответствуют полной ширине $\Xi(1820)$, равной 70 Мэв, и относительным вероятностям каналов $\Xi\pi$, $\Lambda\bar{K}$ и $\Sigma\bar{K}$ в 41% [7], 43% [7] и $\leq 10\%$ [6], а также изотопическим соотношениям $\Xi^-\pi^0 : \Xi^0\pi^- = \Sigma^0 K^- : \Sigma^-\bar{K}^0 = 1 : 2$. Наконец, согласно [1], для $\Delta(1710)$ полная ширина меньше 50 Мэв. Полагая, что относительная вероятность его распада на $N + \pi$ не превышает $\sim 30\%$, находим $\Gamma(\Delta^+(1710) \rightarrow p\pi^+) \leq 15$ Мэв. Хотя эта величина определена не слишком точно, далее будет видно, что это мало существенно для получаемых результатов.

Зная парциальные ширины, находим (по абсолютной величине, в единицах Бэв^{-2})

$$\begin{aligned} [\Delta^{*+}(1710) \rightarrow p\pi^+] &\leq 0,63, \\ [\Sigma^+(1765) \rightarrow p\bar{K}^0] &= 0,82, \\ [\Xi^-(1820) \rightarrow \Xi^-\pi^0] &= 1,11, \\ [\Xi^-(1820) \rightarrow \Lambda K^-] &= 2,30, \\ [\Xi^-(1820) \rightarrow \Sigma^0 K^-] &\leq 0,98. \end{aligned} \quad (4)$$

Теперь видно, что в формуле (3) первое и последнее слагаемое сравнительно малы и что эти равенства могут иметь место лишь в случае, если знак $[\Sigma^+(1765) \rightarrow p\bar{K}^0]$ и $[\Xi^-(1820) \rightarrow \Lambda K^-]$ одинаков и обратный знаку $[\Xi^-(1820) \rightarrow \Xi^-\pi^0]$. Тогда в (2) последние два слагаемых складываются по абсолютной величине и

$$[\Xi^-(1820) \rightarrow \Sigma^0 K^-] = \pm 0,63 + 4,15. \quad (5)$$

Знак $[\Delta^{*+}(1710) \rightarrow p\pi^+]$, а значит и первого слагаемого в

(5) неизвестен, однако само оно мало и по сути лежит в пределах не- точности производимых оценок. Пренебрегая этим слагаемым при подста- новке (5) в (1) и учитывая, что для распадов $\Omega^-(1875)$ на $\Xi^0 K^-$ и $\Xi^- \bar{K}^0$ константы [] различаются только знаком, находим оконча- тельно

$$\Gamma_{\Omega^-(1875)} \approx 13 \text{ Мэв.} \quad (6)$$

По поводу результата (6) следует сделать пару замечаний. Во- первых, экспериментальные значения парциальных ширин и точность при- ближения (1) не настолько хороши, чтобы можно было относиться к (6) иначе, как лишь к оценке порядка величины $\Gamma_{\Omega(1875)}$. Во-вторых, при распаде $\Omega^-(1875) \rightarrow \Xi^0 \bar{K}^-$ энерговыведение весьма мало. Было бы вполне естественно, если бы ширина этого резонанса имела порядок ~ 1 Мэв, что меньше значения, полученного в (6). Большая величина (6) связана с тем, что параметр (5) велик по сравнению с типически- ми числами в (4). Таким образом, использование соотношений нарушен- ной унитарной симметрии приводит здесь к нетривиальным результатам. Это тем более интересно, что до сих пор факт подтверждения экспери- ментом такого рода соотношений для ширин и сечений мог быть просто объяснен присутствием в них большого числа слагаемых, знаки которых неизвестны и произвольно подгоняются под экспериментальные данные.

В заключение заметим, что если предположение о существовании декуплета $\Delta(1710)$, $\Sigma(1765)$, $\Xi(1820)$, $\Omega(1875)$ правильно, то на опыте могут проверяться и другие соотношения нарушенной уни- тарной симметрии, в частности,

$$\begin{aligned} [\Sigma^+(1765) \rightarrow \Lambda \pi^+] = & -[\Delta^+(1710) \rightarrow p \pi^+]/\sqrt{2} + [\Sigma^+(1765) \rightarrow p \bar{K}^0] \sqrt{3/2} - \\ & - [\Xi^-(1820) \rightarrow \Lambda K^-], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} [\Sigma^+(1765) \rightarrow \Sigma^0 \pi^+] = & [\Delta^+(1710) \rightarrow p \pi^+]/\sqrt{6} - [\Sigma^+(1765) \rightarrow p \bar{K}^0] 3/\sqrt{2} + \\ & + [\Xi^-(1820) \rightarrow \Lambda K^-] \sqrt{3} + [\Xi^-(1820) \rightarrow \Xi^- \pi^0] 2. \end{aligned}$$

Используя (4) и выведенное выше правило знаков, получаем в (7)

$$\begin{aligned} [\Sigma^*(1765) \rightarrow \Lambda \pi^+] &= \pm 0,45 + 1,30, \\ [\Sigma^*(1765) \rightarrow \Sigma^0 \pi^+] &= \pm 0,26 + 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Из второго соотношения (8) вытекает, что $[\Sigma^*(1765) \rightarrow \Sigma^0 \pi^+] \leq 0,3$, откуда

$$\Gamma(\Sigma(1765) \rightarrow \Sigma \pi) \leq 2,5 \text{ Мэв.} \quad (9)$$

Первое соотношение (8) может быть согласовано с экспериментом, если в нем оба слагаемые имеют противоположные знаки. Тогда

$$\Gamma(\Sigma(1765) \rightarrow \Lambda \pi) \approx 20 \text{ Мэв.} \quad (10)$$

На опыте [3] эта парциальная ширина не превышает ~ 25 Мэв. Следует, однако, иметь в виду, что даже незначительное изменение экспериментальных параметров может существенно сказаться на величинах (8) - (10).

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
12 ноября 1965 г.

Литература

- [1] T.G.Schumann. Phys. Rev. Lett., 15, 531, 1965.
- [2] T.J.Devlin, J.Solomon, G.Bertsch. Phys. Rev.Lett., 14, 1031, 1965.
- [3] A.Hussain, R.D.Tripp. Phys. Lett., 6, 296, 1963.
- [4] G.A.Smith, J.S.Lindsey, J.J.Murray, J.Button-Shafer, A.Barbaro-Galtieri, O.I.Dahl, P.Eberhard, W.E.Humphrey, G.R.Kalbfleisch, R.R.Ross, P.T.Shively, R.D.Tripp. Phys. Rev. Lett., 13, 61, 1964.
- [5] A.Halsteinslid, R.Møllerud, J.M.Olsen, H.H.Bingham, H.Burmeister, D.C.Cundy, G.Myatt, M.Paty, O.Skjeggestad, P.Bellière, V.Brisson, P.Petiau, A.Rousset, C.M.Fisher, J.M.Scarr,

F.W.Bullock, B.S.Luetchford. Proc. of the 1963 Internat. Conf. on High Energy Physics at Siena, p. 173.

[6] J.Badier, M.Demoulin, J.Goldberg, B.P.Gregory, P.Kreibich, C.Pelletier, M.Ville, R.Barloutaud, A.Leveque, C.Loudec, J.Meyer, P.Schlein, A.Verlas, E.S.Gelsema, J.Hoogland, J.C.Kluyver, A.G.Tenner, Proc. of the 1964 Internat. Conf. on High Energy Physics at Dubna, in press.

[7] G.A.Smith, J.S.Lindsey, J.Button-Shafer, J.J.Murray. Phys. Rev. Lett., 14, 25, 1965.

[8] В.П.Белов, В.М.Шехтер. Ядерная физика, 2, 757, 1965.

[9] V.Gupta, V.Singh. Phys. Rev., 135, B1442, 1964.