

"h-МЕЗОН" – КВАЗИЯДЕРНЫЙ РЕЗОНАНС?

Л.Н.Богданова, О.Д.Далькаров, Б.О.Кербиков,
И.С.Шапиро

Высказаны соображения в пользу квазиядерной (нуклон-анти-нуклон) природы "h-мезона". Указаны экспериментальные следствия этой гипотезы.

В 1975 году на конференции по физике высоких энергий в Палермо были представлены результаты экспериментальных работ, в которых был открыт новый мезонный резонанс с массой около 2 Гэв и шириной около $0,2 \text{ Гэв}$ [1]. В эксперименте [2] изучался массовый спектр системы $2\pi^0$, рождающейся в реакции $\pi^- p \rightarrow 2\pi^0 + X$ (1) при импульсе $\pi^- 40 \text{ Гэв}/c$. Параметры обнаруженного в этом спектре резонанса:

$$M = (2020 \pm 30) \text{ Мэв}; \quad \Gamma = (180 \pm 60) \text{ Мэв}. \quad (1)$$

Свидетельство существования бозонного резонанса с близкими масса-ми и шириной: $M = (2050 \pm 25) \text{ Мэв}; \quad \Gamma = (225_{-70}^{+120}) \text{ Мэв}$, было получено и в

работе [3] при анализе реакции $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- n$ (2)

(импульс $\pi^- 18,4 \text{ Гэв}/c$). Наконец, широкая структура ($\Gamma \approx 200 \text{ Мэв}$) наблюдалась также в районе $M \approx 2000 \text{ Мэв}$ в энергетическом ходе сечения реакции $\bar{p} p \rightarrow K^0 K^\pm \pi^\mp$ (3) [4]. Весьма вероятно, что новый резонанс, получивший название "h-мезона", является одним из квазиядерных мезонов, состоящих из нуклона и антинуклона ($N\bar{N}$) (см. [5] и ссылки там). Характерной чертой резонансов квазиядерной природы ($N\bar{N}$) является их большая парциальная ширина распада по каналу $N\bar{N}$: отношение $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$ для этих мезонов порядка $0,1 \div 1$.

Результаты работы [4] позволяют оценить по порядку величины отношение $\Gamma_{\bar{p}p}/\Gamma = x$ нового резонанса. Имеем:

$$x = \frac{\sigma}{(2J+1)\pi} \frac{k^2}{\Gamma_0} \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \quad (4)$$

Здесь J, Γ – спин и полная ширина резонанса, k – импульс \bar{p} и p в СЦИ в точке резонанса, σ – сечение реакции (3) в резонансе ($\sigma = 150 \text{ мкбн}$), Γ_0 – парциальная ширина распада по каналу $K^0 K^\pm \pi^\mp$. Отношение Γ_0/Γ_a равно отношению сечений σ_0 ($\bar{p}p \rightarrow K^0 K^\pm \pi^\mp$) и σ_a – полного сечения аннигиляции из состояний $\bar{p}p$ с квантовыми числами данного резонанса. Для оценки можно принять, что Γ_0/Γ_a равно отношению соответствующих сечений вблизи резонанса. Эти сечения в точке $M = 2142 \text{ Мэв}$ равны:

$$\sigma_0 = (0,252 \pm 0,014) \text{ мбн} [6], \quad \sigma_a = (68,3 \pm 1,8) \text{ мбн} [7].$$

Для величины $x(1-x)(2J+1)$ получаем из (4):

$$x(1-x)(2J+1) = 3,5 + 4,5. \quad (5)$$

Спин и пространственная четность "h-мезона", по результатам работ [2] и [3], $J^P = 4^+$. Полагая в (5) $J = 4$, получим $x \approx 0,5$. Так как $\Gamma_{\bar{p}p} = 1/2 \Gamma_{N\bar{N}}$, то отсюда следует, что $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma = 2x \sim 1$, что отвечает мезону квазядерной природы. Значения $x = 0,2 \div 0,4$ (6), согласующиеся с оценкой (5), привели бы к резонансу в полном сечении $\bar{p}p$ $\sigma_r = 15 \div 30 \text{ мбн}$, что не противоречит опыту [7].

Аргументы, подтверждающие правильность оценки (6) для "h-мезона", можно почерпнуть и в анализе экспериментальных данных, относящихся к другому резонансу с массой 1932 Мэв . Этот резонанс был впервые найден в полных сечениях $\bar{p}p$ и $\bar{p}d$ [8]: $M = 1932 \pm 2$, $\Gamma = (9 \pm 4) \text{ Мэв}$, $\sigma = 18 \pm 3 \text{ мбн}$. Его существование подтверждено, кроме того, в реакции $\bar{p}d \rightarrow p + \pi\pi$ [9]. В сечении упругого рассеяния $\bar{p}p$ назад получено указание на существование двух резонансов вблизи "1932": $M_1 = 1923 \pm 3$, $\Gamma_1 = 29 \pm 6$ и $M_2 = 1953 \pm 2$, $\Gamma_2 = 29 \pm 9$ [10], а в энергетическом ходе процесса перезарядки $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$, по предварительным данным, нет резонансного поведения вблизи массы 1932 [11]. Оба эти факта можно объяснить, принимая во внимание интерференционные эффекты.

Состояния $\bar{p}p$ и $n\bar{n}$ являются суперпозициями состояний с изоспином 0 и 1 с равными весами:

$$\begin{aligned} \bar{p}p &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|00\rangle - |10\rangle), \\ n\bar{n} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|00\rangle + |10\rangle), \end{aligned}$$

где $|00\rangle$ и $|10\rangle$ – собственные векторы $|1, 1_3\rangle$ оператора изоспина. Амплитуда процессов перезарядки $\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}$ и упругого рассея-

ния $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ равны, соответственно:

$$T_{ch} = \frac{1}{2}(T_0 - T_1),$$

$$T_{el} = \frac{1}{2}(T_0 + T_1),$$

где $T_0 = \langle 00 | T | 00 \rangle$, $T_1 = \langle 10 | T | 10 \rangle$. Поэтому в сечениях этих реакций амплитуды, отвечающие разным изоспинам, интерферируют между собой. Из того, что квантовые числа J^P "h-мезона" и резонанса $N\bar{N}$ (1932) совпадают (см. [10]), а изоспины и G-четности различны ($1(1932) = 1$, так как резонанс наблюдается и в канале $\bar{p}n$), заключаем, что эти два мезона будут интерферировать в упругом рассеянии и перезарядке.

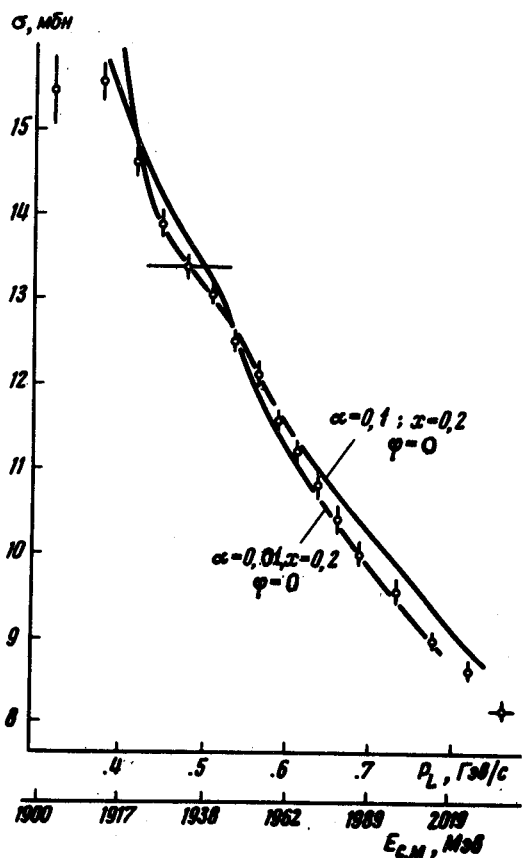


Рис. 1. Энергетический ход сечения перезарядки $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$. Экспериментальные точки — предварительные данные из работы [11]. Сплошные кривые — расчет с учетом интерференции между резонансами 1932 и 2020 и с фоном. Параметры: $x = \Gamma_{\bar{p}p}^- / \Gamma$ резонанса 2020, a — доля фоновой амплитуды с квантовыми числами $J^P = 4^+$, ϕ — относительная фаза между резонансными амплитудами 1932 и 2020

На рис. 1 показана энергетическая зависимость сечения перезарядки в области резонанса 1932 с учетом интерференции с мезоном 2020 и с фоном в предположении, что нерезонансная амплитуда часто мнимая, а сечение вне резонанса $\sigma \sim 1/E$. При расчетах в качестве параметра использовались: упругость резонанса $h(2020)$ ($0,05 \leq x \leq 0,5$), доля фоновой амплитуды, интерферирующей с резонансами ($0,01 \leq a \leq 0,1$), и относительная фаза между резонансными амплитудами ($0 \leq \phi \leq \pi$).

Однозначного вывода о значениях всех этих параметров из имеющихся данных сделать нельзя: например, при изменении интерферирующей нерезонансной амплитуды в 10 раз ход кривой меняется слабо. Однако, монотонное сечение удается получить лишь в том случае, когда упругость резонанса h (2020) порядка или больше упругости $N\bar{N}$ (1932), равной 0,179, а фаза между резонансными амплитудами равна 0.

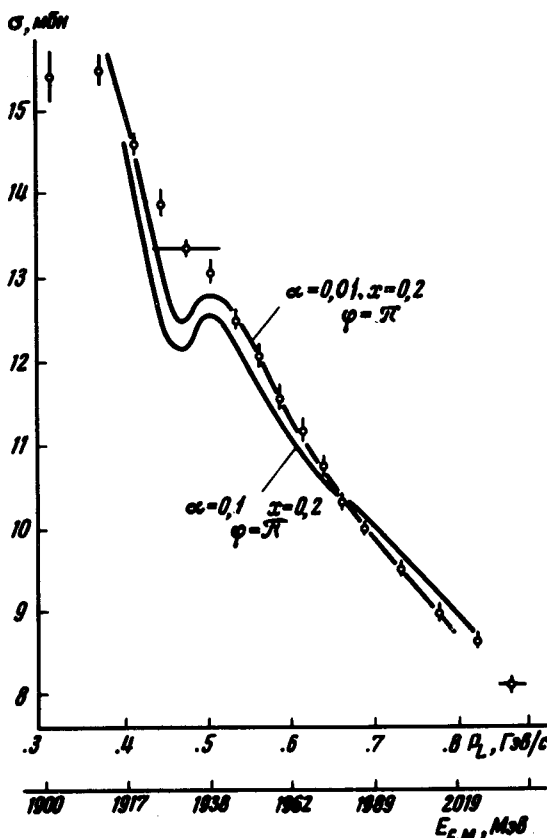


Рис. 2. Сплошные кривые — расчет сечения перезарядки с теми же значениями параметров x , α , что и на рис. 1, но с противоположным законом интерференции между резонансами

На рис. 2 приведены кривые, вычисленные с теми же значениями параметров, что и на рис. 1, но фаза заменена противоположной. Как видно из рисунка изменение знака резонансной части амплитуды T_1 приводит к эффекту "расщепления" резонанса. Этот факт может служить объяснением (разумеется, качественным) энергетического хода сечения упругого рассеяния $\bar{p}p$ назад [10]. И так, оба эксперимента могут быть непротиворечиво объяснены наличием мезона $N\bar{N}$ (2020) со значением $x = 0,2 + 0,4$.

Можно заключить, что существующие данные не противоречат гипотезе о квазиядерной природе h -мезона. Еще одной проверкой этого было бы измерение инвариантной массы системы $\bar{p}p$ в условиях экспериментов [2] и [3]:

$$\pi^- p \rightarrow \bar{p} p + \dots \quad (7)$$

В этом случае, если высказанное нами предположение верно, то в спектре масс $\bar{p}p$, рождающихся в реакции (7), будет наблюдаться резо-

нанс, причем, сечение его генерации будет значительно больше, чем для систем $2\pi^0$ или K^+K^- , поскольку двухмезонные моды распада являются редкими для аннигиляции, т. е. для квазиядерных резонансов.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
22 ноября 1975 г.

Литература

- [1] B.French. Mesons-75, CERN (D.PH.) Phys. 75 – 38.
 - [2] W.D.Apel et al. Phys. Lett., 57B, 398, 1975.
 - [3] W.Blum et al. Phys. Lett., 57B, 403, 1975.
 - [4] C.Defoix et al. Evidence for the Formation of Resonances in the S-region, Paper No F1-05 submitted to Palermo Conference, Italy 23 – 28, June 1975.
 - [5] L.N.Bogdanova, O.D.Dalkarov, B.O.Kerbikov, I.S.Shapiro. Preprint ITEP – 27, 1975; И.С.Шапиро. УФН. 109, 431, 1973; L.N.Bogdanova O.D.Dalkarov, I.S.Shapiro. Annals of Physics, 84, 261, 1974.
 - [6] J.Barlow et al. Nuovo Cim., 50A, 701, 1967.
 - [7] $\bar{N}N$ and $\bar{N}D$ Interactions-a Compilation, LBL – 58, May 1972, p.16.
 - [8] A.S.Carrol et al. Phys. Rev. Lett., 32, 247, 1974.
 - [9] T.Kalogeropoulos, G.Tzanakos. Phys. Rev. Lett., 34, 1047, 1975.
 - [10] Ch. D'Andlau et al. Phys. Lett., 58B, 223, 1975.
 - [11] M. Alston-Garnjost. Preprint. LBL-3888, 1975.
-