Письма в ЖЭТФ, том 15, вып.7, стр. 430 – 434   5 апреля 1972 г.

КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА, ПОЛНАЯ И ПАРЦИАЛЬНЫЕ ШИРИНЫ РЕЗОНАНСА $N\bar{N}$ (1970)

О. Д. Далькаров, Б. О. Кербиков, И. С. Шапиро

В работе [1] были рассмотрены резонансные состояния в системе нуклон-антинуклон. Характерной особенностью этих резонансов является большая парциальная ширина распада по каналу нуклон-антинуклон. Расчеты показывают, что для резонансов, состоящих из нуклона и антинуклона, парциальная ширина $\Gamma_{N\bar{N}}$ имеет тот же порядок величины, что и полная ширина Γ [1]. Для мезонов другой природы в той же области масс канал $N\bar{N}$ ничем не выделен и оценка по статистической теории дает $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma \sim 0,1 - 1\%$.

В настоящей работе на основе экспериментальных данных оценивается отношение $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$ для мезона $N\bar{N}$ (1970). Этот мезон был обнаружен в двух независимых экспериментах:
в реакции

$$\bar{p}p \to K_S^0 K_L^0 \tag{1}$$

и в упругом $\bar{p}p$-рассеянии назад [2, 3]. В работе [2] исследовалось сечение реакции (1) и угловое распределение $K_S^0 K_L^0$ при импульсе налетающего антипротона ниже 800 *Мэв/с*. Конечное состояние $K_S^0 K_L^0$ имеет отрицательную C-четность (с точностью до нарушения CP, которое здесь несущественно). В исследованной области импульсов налетающего антипротона основной вклад в сечение процесса (1) дают начальные состояния системы $\bar{p}p$ с орбитальным моментом ℓ не выше двух [4]. Из сохранения C- и P-четности следует, что при $\ell \leqslant 2$ в реакции (1) могут участвовать лишь $^3S_1$, $^3D_1$ и $^3D_3$ состояния системы $\bar{p}p$.

Как установлено в работе [2], сечение процесса (1) имеет явно выраженный резонансный характер с максимумом в районе 600 *Мэв/с*, что соответствует массе резонанса равной 1970 *Мэв*. Максимальное значение сечения в резонансной области в 3 – 4 раза превышает уровень фона. Поэтому сечение σ реакции (1) можно представить в виде некогерентной суперпозиции гладкого фона σ_0 и брейт-вигнеровского резонанса. В резонансе получаем следующее выражение для искомого отношения $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$:

$$\frac{\Gamma_{N\bar{N}}}{\Gamma} = \left(\frac{\Gamma}{\Gamma_{K_S K_L}}\right) \frac{(\sigma - \sigma_0) p^2}{\pi (2l + 1)} , \tag{2}$$

где l – спин резонанса.

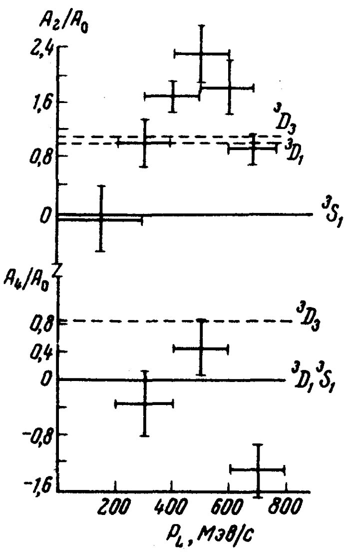
Экспериментальное значение ($\sigma - \sigma_0$) равно 75 ± 20 *мкб*. Отношение $\Gamma_{K_S K_L}/\Gamma$ при интересующей нас энергии неизвестно. Однако для "покоящихся" антипротонов это отношение измерено и составляет $(0,61 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$ [5]. Отсюда по формуле (2) получаем, что для $^3D_3$ состояния $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma = 1,2 \pm 0,4$, а для $^3D_1$ и $^3S_1$ состояний $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma = 2,7 \pm 0,8$. Заметим, что к той же величине отношения $\Gamma_{K_S K_L}/\Gamma$ приводят следующие соображения. Известно [6], что в широком интервале энергий сечение аннигиляции $\bar{p}p \to \pi^+\pi^-$ примерно в три раза превышает сечение аннигиляции $\bar{p}p \to \bar{K}K$. При импульсе антипротона равном 600 *Мэв/с* сечение аннигиляции на $\pi^+\pi^-$ составляет 300 *мкб* [7], а полное сечение $\bar{p}p$-взаимодействия $\sigma_{tot} = 150$ *мб* [8]. Таким образом, для $\Gamma_{K_S K_L}/\Gamma$ получаем оценку, совпадающую с приведенной выше. Наконец, можно оценить $\Gamma_{K_S K_L}/\Gamma$ и непосредственно из данных обсуждаемого эксперимента, если заранее предположить, что процесс идет через образование резонансного состояния в системе нуклон-антинуклон. Ширину распада такого резонанса по каналу $K_S^0 K_L^0$ можно оценить по следующей формуле [1]:

$$\Gamma_{K_S K_L} = (v\sigma_{K_S K_L}) \overline{|\psi(0)|^2}, \qquad (3)$$

где v – относительная скорость протона и антипротона, $\sigma_{K_S K_L}$ – сечение аннигиляции $\bar{p}p \to K_S^0 K_L^0$ и $\overline{|\psi(0)|^2}$ – среднее значение плотности частиц в области аннигиляции. В такой модели в качестве $\sigma_{K_S K_L}$ следует брать нерезонансную, фоновую часть сечения, равную 25 ± 10 *мкв*. Полная ширина определяется аналогичной формулой:

$$\Gamma = (v\sigma_{tot}) \overline{|\psi(0)|^2}, \qquad (4)$$

где σ_{tot} – полное сечение $\bar{p}p$- взаимодействия в состоянии с квантовыми числами, отвечающими данному резонансу. Фазовый анализ $\bar{p}p$ взаимодействия отсутствует, известно лишь полное сечение $\sigma_{tot} = 150 \pm 5$ *мв* [8], приходящееся на состояния со всеми возможными квантовыми числами. Используя это значение, получаем по формулам (3) – (4) следующую заведомо завышенную оценку $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$: $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma = 4 \pm 2$ для $^3D_3$ состояния и $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma = 10 \pm 4$ для $^3D_1$ и $^3S_1$.



Отношение коэффициентов A_2/A_0 и A_4/A_0 из анализа угловых распределений $K_S^0 K_L^0$ в реакции (1). Пунктирные линии соответствуют чистым $^3S_1$, $^3D_1$ и $^3D_3$ состоянием системы $\bar{p}p$

Авторы работы [2] приписывают обнаруженному резонансу квантовые числа $I^{PC} = 1^{--}$ считая, его суперпозицией $^3S_1$ и $^3D_1$ состояний. Приведенные выше оценки дают бóльшие основания считать этот резонанс $^3D_3$ состоянием с квантовыми числами $I^{PC} = 3^{--}$. К этому выводу приводит и анализ углового распределения $K_S^0 K_L^0$. На рисунке изображено отношение коэффициентов A_2/A_0 и A_4/A_0 в разложении дифференциального сечения по полиномам Лежандра как функция импульса налетающего антипротона. Горизонтальные линии отвечают чистым начальным состояниям $^3S_1$, $^3D_1$ и $^3D_3$. Для $^3S_1$ состояния

$A_2 = A_4 = 0$, для $^3D_1$ $A_2/A_0 = 1$, $A_4/A_0 = 0$ и для $^3D_3$ $A_2/A_0 = 8/7$, $A_4/A_0 = 6/7$. Коэффициент A_6 равен нулю как на эксперименте так и для всех трех состояний $^3S_1$, $^3D_1$ и $^3D_3$. Вследствие больших экспериментальных ошибок, а также из-за невозможности учесть эффекты суперпозиции, трудно сделать однозначный выбор между состояниями $^3S_1$, $^3D_1$ и состоянием $^3D_3$. Однако, предпочтение следует отдать состоянию $^3D_3$, особенно, если учесть, что для него получаются более разумные оценки величины $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$.

Резонанс $N\bar{N}$ (1970) проявляется также в $\bar{p}p$ упругом рассеянии назад [3]. В работе [3] приведено, в частности, сечение $\bar{p}p$-рассеяния в интервал углов $-1 < \cos\theta < -0{,}8$, где θ – угол рассеяния в системе центра инерции. В сечении наблюдается несколько пиков, один из которых отвечает массе 1970 *Мэв*. Если считать сечение чисто брейт-вигнеровским, то для отношения $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$ имеем

$$\frac{\Gamma_{N\bar{N}}}{\Gamma} = \sqrt{\frac{p^2\sigma_{N\bar{N}}}{\pi(2l+1)}} \quad . \qquad (5)$$

Полное сечение $\sigma_{N\bar{N}}$ можно определить по экспериментальному значению сечения $\Delta\sigma_{N\bar{N}}$ в интервал углов $-1 < \cos\theta < -0{,}8$ следующим образом. Величина $\Delta\sigma_{N\bar{N}}$ связана с дифференциальным сечением формулой:

$$\Delta\sigma_{N\bar{N}} = \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma_{N\bar{N}}}{d\Omega}\, d\Omega = 2\pi \int_{-1}^{-0,8} \frac{d\sigma_{N\bar{N}}}{dx}\, dx, \qquad (6)$$

где $x = \cos\theta$. С другой стороны $d\sigma_{N\bar{N}}/dx$ можно представить в виде

$$\frac{d\sigma_{N\bar{N}}}{dx} = \sum_L A_L \mathcal{P}_L(x) = A_0 \left\{ 1 + \sum_{L>0} \frac{A_L}{A_0} \mathcal{P}_L(x) \right\} \quad . \qquad (7)$$

Для состояния $^3S_1$ отличен от нуля только коэффициент A_0, для $^3D_1$ $A_2/A_0 = 1/2$, для $^3D_3$ $A_2/A_0 = 48/49$, $A_4/A_0 = 22/49$. Общий коэффициент A_0 находится подстановкой (7) в (6). Полное сечение $\sigma_{N\bar{N}}$ равно $4\pi A_0$. Для $^3S_1$ состояния $\sigma_{N\bar{N}} = 8 \pm 2$ *мв*, $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma = 0{,}8 \pm 0{,}1$; для $^3D_1$ $\sigma_{N\bar{N}} = 6 \pm 2$ *мв*, $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma = 0{,}4 \pm 0{,}1$; для $^3D_3$: $\sigma_{N\bar{N}} = 4{,}4 \pm 1$ *мв*, $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma = 0{,}22 \pm 0{,}05$. Сечения $\sigma_{N\bar{N}}$, отвечающие резонансу, имеют тот же порядок величины (5 – 10 *мв*), что и ошибки в определении полного сечения $\bar{p}p$-взаимодействия [8]. Поэтому данный резонанс не наблюдался в полном сечении. В работе [3] приведено также сечение рассеяния в инервал углов $-0{,}2 < \cos\theta < 0$. Из опыта следует, что отношение сечений в интервалах $-1 < \cos\theta < -0{,}8$ и $-0{,}2 < \cos\theta < 0$ составляет 2 ± 1. Определенное описанным выше способом, это отношение равно единице для $^3S_1$ состояния, 1,8 для $^3D_1$ и 2,7 для состояния $^3D_3$.

Приведенные выше оценки величины $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$, которая по порядку величины оказалась близкой к единице, позволяют сделать вывод о том, что мезон $N\bar{N}$ (1970) является резонансным состоянием в системе нуклон-антинуклон.

Институт теоретической
и экспериментальной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 февраля 1972 г.

Литература

[1] Л.Н.Богданова, О.Д.Далькаров, В.Б.Мандельцвейг, И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 61, 2242, 1971.

[2] A.Benvenuti, D.Cline, R.Rutz, D.D.Reeder, V.R.Scherer. Phys. Rev. Lett., 27, 283, 1971.

[3] D.Cline, J.English, D.D.Reeder, R.Terrel, J.Twitty. Phys. Rev. Lett., 21, 1268, 1968.

[4] D.Cline, J.English, D.D.Reeder. Phys. Rev. Lett., 27, 71, 1971.

[5] N.Gelfand in Simposium on Nucleon-Antinucleon Interaction, ANL/HEP 6812, p.10

[6] C.T.Murphy in Simposium on Nucleon-Antinucleon Interaction, ANL/HEP 6812, p.61.

[7] Nicholson et al Phys. Rev. Lett., 23, 603, 1969.

[8] D.Cline in Simposium on Nucleon-Antinucleon Interaction, ANL/HEP 6812, p. 95.