Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 191 – 194. *5 августа 1971 г.*

О НОВОМ ТИПЕ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

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

В работах [1 – 4] были рассмотрены нерелятивистские (квазиядерные) связанные состояния системы нуклон-антинуклон, т. е. бозонные резонансы с массами, близкими к двум нуклонам (от 1300 до 1860 *Мэв*). Было выяснено, что спектр этих бозонов насчитывает 17 частиц с изоспинами $I \leqslant 1$, спинами $J \leqslant 3$ и ширинами Γ от 60 до 150 *Мэв*.

В данной статье сообщается о результатах рассмотрения квазиядерных связанных состояний системы из трех частиц – двух нуклонов и одного антинуклона ($2N\bar{N}$). Такие системы имеют барионное число $B = 1$ и должны проявляться как барионные резонансы с массами в районе 2 – 3 *Гэв*. Отличительная особенность этих барионных резонансов состоит в том, что для них канал распада $N^* \to N + X$, где X – один из легких бозонов π, η, ρ, не должен быть доминирующим. Поэтому квазиядерные барионные резонансы вряд ли могут проявляться в рассеянии πN. Наиболее вероятными должны быть распады на нуклон и несколько (4–5) пионов (точнее на нуклон плюс продукты аннигиляции пары $N\bar{N}$ в определенных состояниях).

Для теоретического исследования квазиядерных состояний системы $2N\bar{N}$ в данной работе применяется потенциальный подход: в качестве гамильтониана взаимодействия берется сумма парных потенциалов

$$H = V(\mathbf{r}_{NN}) + \bar{V}(\mathbf{r}_{N\bar{N}}) + \bar{V}(\mathbf{r}_{N'\bar{N}}) \qquad (1)$$

Здесь V, $\bar{V}$ – потенциалы Брайэна – Скотта (БС) [5] и Брайэна – Филиппса (БФ) [6] для взаимодействий NN и $N\bar{N}$. Эти потенциалы, представляющие собой разновидности OBEP, удовлетворительно описывают экспериментальные данные по рассеянию NN и $N\bar{N}$ и могут быть переведены друг в друга G-сопряжением. Потенциал БФ использовался в цитированных выше работах по квазиядерным связанным состояниям $N\bar{N}$.

Два первоочередных вопроса возникают в отношении систем $2N\bar{N}$: a) дает ли гамильтониан (1) нерелятивистские связанные состояния, и b) каковы по порядку величины ширины таких состояний. Первый вопрос вызван тем ,что уже в системе $N\bar{N}$ энергии связи в среднем гораздо больше, чем у обычных ядер. Поэтому могло бы оказаться, что энергия связи на частицу в системе $2N\bar{N}$ больше массы нуклона и, следовательно, нерелятивистского подхода к теории таких систем не существует. Вопрос о ширинах нетривиален по следующей причине: на первый взгляд кажется, что аннигиляционная ширина системы $2N\bar{N}$ должна быть в 1,5 – 2 раза больше ширины двухчастичного состояния NN. Так как эта последняя сама достигает 150 *Мэв*, то ожидаемая ширина квазиядерных барионов оказывается порядка 300 *Мэв*. Но тогда сравнительно небольшое (в 1,5 раза) увеличение плотности частиц в аннигиляционной области может оказаться критическим для существования резонанса.

Энергетический спектр и волновые функции системы $2N\bar{N}$ исследовались нами с помощью метода многомерных гармоник [7]. Волновая функция строилась в многомерном гармоническом базисе с учетом обобщенного принципа Паули. Согласно этому принципу волновая функция системы $2N\bar{N}$ должна быть антисимметричной относительно перестановки координат, спинов, изоспинов и барионных зарядов любых двух частиц. Таким образом, волновая функция представляется в виде ряда

$$\Psi(N, N', \bar{N}) = \rho^{-5/2} \sum_{K\nu} \chi_{K\nu}(\rho) U_{K\nu}(\Omega)\phi_\nu \qquad (2)$$

из которого удерживалось несколько первых членов. В формуле (2) ρ обозначает коллективную радиальную переменную

$$\rho^2 = \frac{1}{3}\left(r^2_{NN'} + r^2_{N\bar{N}} + r^2_{N'\bar{N}}\right) \qquad (3)$$

Ω – совокупность угловых переменных трех частиц, K – степень гармонического полинома $\rho^K U_{K\nu}(\Omega)$, ν – набор квантовых чисел, характеризующих систему $2N\bar{N}$, ϕ_ν – часть полной волновой функции, содержащая спиновые, изоспиновые и зарядовые переменные трех частиц. Радиальные функции $\chi_{K\nu}(\rho)$ удовлетворяют системе зацепляющихся одномерных уравнений Шредингера (гамильтониан (1) переходит в матрицу, порядок которой зависит от числа удержанных в разложении (2) членов). Из общего анализа сходимости метода многомерных гармоник следует, что при ожидаемых энергиях связи на частицу порядка 100 – 200 *Мэв*, десятипроцентную точность в вычислении энергетического спектра можно получить, удержав 5 – 7 членов гармонического ряда (2). Так как , однако, для ответа на поставленные выше вопросы можно удовлетвориться значительно меньшей точностью (порядка 50 – 100%), то расчеты в настоящей работе выполнены с учетом трех гармоник (K =0, 1, 2).

Задача сводится тогда к решению четырнадцати уравнений Шредингеровского типа, причем максимальный порядок матрицы, играющей в этих уравнениях роль гамильтониана взаимодействия, равен восьми. В данной статье приводятся результаты расчета спектра уровней для состояний с квантовыми числами $I(J^P) = 3/2(5/2^+)$ (таблица). В этом случае гамильтониан оказывается матрицей первого порядка (из-за максимальной спиновой и изоспиновой симметрии Ψ – функции). Как видно из таблицы, некоторые связанные состояния системы $2N\bar{N}$ характеризуются наличием узлов по коллективной радиальной переменной ρ, тогда как все связанные состояния двухчастичной системы $N\bar{N}$ безузельны (см. [1 – 4]). Появление узлов по ρ связано с тем, что глубина и ширина эффективной потенциальной ямы в ρ-пространстве значительно больше, чем для взаимодействия $N\bar{N}$.

Связанные состояния в системе $2N\bar{N}$
с квантовыми числами $I(J^P) = 3/2(5/2^+)$

Масса, *Мэв*	Ширина, *Мэв*	Число узлов волновой функции по переменной
2090	710	0
2540	450	1
2740	180	2
2800	40	3

Ширины уровней вычислялись по формуле ($\hbar = c = 1$)

$$\Gamma = (v\sigma_a)_{v\to 0}\int\{|\Psi(NN'\bar{N})|^2\delta(\mathbf{r}_{N\bar{N}}) + |\Psi(NN'\bar{N})|^2\delta(\mathbf{r}_{N'\bar{N}})\}d\vec{\eta}\,d\vec{\xi}. \quad (4)$$

Здесь v и σ_a – относительная скорость и сечение аннигиляции $N\bar{N}$ ($(v\sigma_a)_{v\to 0} = 45$ *мб*), $\vec{\eta}$ и $\vec{\xi}$ – координаты Якоби задачи трех тел. Формула (4) справедлива, если аннигиляционный радиус r_a много меньше радиуса действия сил (1) ($r_a \approx 1/M$, $R \approx 1/\mu$, где M и μ – массы пиона и нуклона). В этом существенном предположении рассчитаны и энергии связи (аннигиляционный сдвиг не вычислялся – по порядку величины он $\lesssim \Gamma$ – см [3–4]). Из таблицы видно, что ширины Γ сильно уменьшаются с ростом числа узлов. Это легко понять, если иметь в виду, что, как это следует из формулы (4), Γ обратно пропорциональна кубу радиуса орбиты в ρ-пространстве (который растет по мере увеличения числа узлов.) Из-за обрыва гармонического ряда (2), массы и по-видимому, ширины, приведенные в таблице, завышены по сравнению с истинными. Это, однако, вряд ли может изменить основной вывод, состоящий в следующем: *проведенные расчеты свидетельствуют о существовании достаточно узких связанных квазиядерных состояний в трехчастичной системе* $2N\bar{N}$. Таким образом, квазиядерная модель предсказывает барионные резонансы нового типа.

Результаты данной работы делают вполне вероятной гипотезу о существовании четырехчастичных квазиядерных систем типа $2N.2\bar{N}$, которые могли бы проявляться как бозонные резонансы с изоспином $I \leqslant 2$ и с массами в интервале 2500 – 3500 *Мэв*.

Подробное изложение работы предполагается дать в другой статье.

Авторы выражают благодарность С.И.Гусевой, А.И.Воловику, В.Е.Майорову и Н.А.Румянцеву за помощь в численных расчетах и Л.Н.Богдановой, Б.А.Карманову и А.А.Кондратюку за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
25 июня 1971 г.

Литература

[1] О.Д.Далькаров, В.Б.Мандельцвейг, И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, **10**, 402, 1969.

[2] О.Д.Далькаров, В.Б.Мандельцвейг, И.С.Шапиро. ЯФ, **11**, 883, 1970.

[3] O.D.Dalkarov, V.B.Mandelzweig, I.S.Shapiro. Nucl. Phys., **B21**, 88, 1970; ЖЭТФ, **59**, 1363, 1970.

[4] О.Д.Далькаров, В.Б.Мандельцвейг, И.С.Шапиро. Доклад на 2-м Проблемном симпозиуме по физике ядра, Новосибирск, 1970

[5] R.A.Bryan, Bruce L.Scott. Phys. Rev., **164**, 1215, 1967.

[6] R.A.Bryan, R.J.N.Phillips. Nucl. Phys., **B5**, 201, 1968.

[7] А.М.Бадалян, Ю.А.Симонов. ЯФ, **3**, 1032, 1966.