

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗАННЫХ И РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ СИСТЕМЫ $2N\bar{N}$ С ПОМОЩЬЮ УРАВНЕНИЙ ФАДДЕЕВА

Ю.В.Орлов. А.А.Тиллявов

Метод Фаддеева использован для нахождения энергий связанных состояний и резонансов в системе $2N\bar{N}$ в области ниже порога развала на три бариона. Парная t -матрица аппроксимировалась с помощью унитарного полюсного приближения. Для ряда наборов сохраняющихся квантовых чисел найдены связанные состояния и большое число резонансов с достаточно малыми ширинами, среди которых имеются состояния кластерного типа.

Как показали Шапиро с сотрудниками [1], у барионных систем, включающих антинуклоны, должны возникать состояния квазиядерной природы с богатым энергетическим спектром. Система $2N\bar{N}$ была рассмотрена в работе [2] с помощью метода многомерных сферических функций (К-гармоник). К сожалению, метод К-гармоник не приспособлен к описанию кластерных состояний, которые могут играть важную роль из-за большой глубины $N\bar{N}$ -потенциала. В связи с этим в настоящей работе предпринято решение этой задачи с помощью уравнений Фаддеева. При выводе уравнений использовался обобщенный принцип Паули [3]. Полученные при этом уравнения являются обобщением уравнений для трехнуклонной системы (см., например, [4]) путем введения дополнительной, зарядовой, степени свободы.

Исходя из факта короткодействия сил между барионами (кулоновские силы не учитывались), были ограничены сверху значения орбитальных моментов относительного движения пары частиц (L) и третьей частицы ("спектатора") относительно центра масс пары (l). Это приводит к системе двумерных интегральных уравнений для парциальных

волн, число которых конечно. Использовались следующие приближения. 1) Учитывались $N\bar{N}$ -взаимодействия только в тех состояниях (α), для которых теория [1] предсказывает существование ядерно-связанных состояний, квазиядерных мезонов $(N\bar{N})_\alpha$, а также NN -взаимодействия в 3S_1 - и 1S_0 -состояниях. 2) Вкладом тензорных сил пренебрегалось. 3) Бралось минимальные значения l (≤ 1). 4) Использовалось унитарное полюсное приращение (УПП) для парной t_α -матрицы, позволяющее свести уравнения к одномерным.

Число интегральных уравнений в системе зависит от набора сохраняющихся квантовых чисел системы $(2N\bar{N})I(J^P)$ (I – изоспин, J – полный момент, P – четность). Максимальное их число сокращается, например, с 50 до 7, если вместо ограничения $l \leq 4$, учитывать только компоненты с $l = 0$, для которых процессы перестройки должны быть наиболее существенными. В связи с 4) заметим, что t_α -матрица входит в ядро уравнений Фаддеева при парной энергии $z = E - (3/4m) Q^2$,

где E – внутренняя энергия системы $2N\bar{N}$, Q – импульс спектатора в Ц-системе, m – масса нуклона. Величина z отрицательна при $E < 0$, так как $Q^2 \geq 0$, и может быть поэтому близка к полюсу для связанного состояния $(-\epsilon_\alpha)$, где УПП является строгим приближением.

Собственные значения энергии системы и положения резонансов ($E = -E_r - i\Gamma_r/2$) определяются уравнением $\Delta(E) = 0$, где $\Delta(E)$ – детерминант соответствующей однородной системы алгебраических уравнений, получаемой с помощью гауссовых квадратур из системы интегральных уравнений. $\Delta(E)$ является аналогом функции Йоста для трехбарийонной системы. В области резонансов системы $2N\bar{N}$, $-\epsilon_{max} < E < 0$, где ϵ_{max} – максимальная энергия связи квазиядерного мезона из рассматриваемых при заданных $I(J^P)$ ядра уравнений Фаддеева имеют сингулярности, обусловленные полюсами t_α -матриц для связанных состояний. Их обход осуществлялся путем смещения указанных полюсов в амплитуде УПП вниз в комплексную плоскость $(-\epsilon_\alpha \rightarrow -\epsilon_\alpha - i\gamma_\alpha/2)$. Для амплитуды $N\bar{N}$ -рассеяния такая процедура является естественной, поскольку, как показано в работе [5], учет аннигиляции действительно приводит к подобному смещению, причем $\gamma_\alpha = \Gamma_\alpha^{(a)}$ ($\Gamma_\alpha^{(a)}$ – аннигиляционная ширина). Если в рассматриваемом состоянии $2N\bar{N}$ -компонента, отвечающая S -волне для $(N\bar{N})_\alpha$, для которой $\Gamma_\alpha^{(a)}$ сравнительно велико, не играет существенной роли (например, для кластерных состояний с $L \neq 0$), то можно взять $\gamma_\alpha = \Gamma_\alpha^{(a)}$. В этом случае величина Γ_r приближенно описывает полную ширину распада с учетом аннигиляции. Предел $\gamma_\alpha \rightarrow 0^+$ соответствует чисто ядерной задаче. Расчеты были сделаны для состояний с квантовыми числами $I(J^P)$, равными $1/2(3/2^+)$ и $1/2(5/2^+)$. В этих состояниях отсутствует компонента с $L = l = 0$. Для состояний $1/2(3/2^+)$ учитывалось 5 компонент с $l = 0$ (см. таблицу), где T – изоспин, S – спин, L – орбитальный момент, \mathcal{J} – полный угловой момент для данного квазиядерного мезона $(N\bar{N})_\alpha$, энергии даны в МэВ). Для состояний $1/2(5/2^+)$ брались три компоненты: ${}^{13}P_2$ (194 МэВ, $l = 0$), ${}^{33}S_1$ (168 МэВ, $l = 1$) и ${}^{33}P_2$ (0 МэВ, $l = 0$). Получены связанные состояния при энергиях 441*, 517 МэВ для $1/2(3/2^+)$ и 195*. 870 МэВ для $1/2(5/2^+)$ (звездочкой помечены уровни кластерного типа).

В резонансной области вычислялась функция $1/|\Delta(E)|^2$ при $\gamma_\alpha = \Gamma_\alpha^{(a)}$ (при расчете энергий связанных состояний аннигиляция не учитывалась, т. е. бралась величина $\gamma_\alpha = 0$). Была обнаружена довольно богатая структура. Резонансы можно отождествлять с достаточно четко выраженными максимумами $1/|\Delta(E)|^2$ (E_r — положение максимума, Γ_r — его ширина на половине высоты).

a	1	2	3	4	5
$2T + 1, 2S + 1 L_J$	3^1P_1	3^3P_1	1^1P_1	1^3P_2	1^3P_1
ϵ_α	20	53	54	194	440
$\Gamma_\alpha^{(a)}$	7,4	9,2	8,3	9,8	11,5

Результаты расчетов сводятся к следующему: 1) найдены связанные состояния и резонансы с довольно малыми ширинами. 2) Некоторые состояния имеют кластерный характер. 3) Имеются околопороговые (по каналу $2N\bar{N} \rightarrow (N\bar{N}) + N$) состояния.

В заключение надо отметить, что найденные числа вряд ли имеет смысл сравнивать с экспериментальными данными, пока не исследована применимость перечисленных выше приближений. Однако, тот факт, что в расчетах были получены достаточно узкие состояния кластерной природы, для которых указанные приближения более оправданы, указывает на целесообразность экспериментального поиска таких резонансов в канале "нуклон + 4 + 5 пионов".

Авторы благодарят И.С.Шапиро, О.Д.Далькарова и Б.О.Кербикова за предоставление программы расчетов для систем $(N\bar{N})_\alpha$ и полезные дискуссии, а также В.Б.Беляева и Л.Д.Блохинцева за обсуждение результатов.

Институт ядерной физики
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
7 июля 1978 г.

Литература

- [1] И.С.Шапиро. УФН, 16, 173, 1973; Phys. Rep., 35C, 129, 1978; Preprint ITEP-88, 1977.
- [2] О.Д.Далькаров, Б.О.Кербиков, И.А.Румянцев, И.С.Шапиро. ЯФ, 17, 1321, 1973.
- [3] Б.О.Кербиков, В.Б.Мандельцвейг, И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 62, 2013, 1972.

[4] E. P. Harper, Y. E. Kim, A. Tubis. *Phys. Rev.*, C2, 877, 2455(E), 1970.

[5] Б.О.Кербиков, А.Е.Кудрявцев, В.Е.Маркушин, И.С. Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 26, 505, 1977; B. O. Kerbikov. V. G. Ksenzov, A. E. Kudryavtsev, V. E. Markushin, I. S. Shapiro. Preprint ITER-61, Moscow, 1978.
