

539.171.11

О ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ДИБАРИОННЫМ РЕЗОНАНСАМ**Ю. А. Силов**

В публикуемом выше обзоре М. М. Макарова «Дибарионные резонансы» изложена экспериментальная ситуация и лишь кратко упоминаются теоретические работы, имеющие отношение к данной проблеме. Здесь мы обсудим три главных теоретических аспекта дибарионных резонансов: 1) теоретические предсказания дибарионных резонансов; 2) как могут выглядеть на опыте предсказываемые состояния; 3) как из данных опыта установить, имеем ли мы дело с истинным резонансом или пиком другого происхождения.

1) Поскольку речь идет об энергиях, на 300—500 МэВ выше NN -порога, то наиболее уместным подходом к проблеме является кварк-глюонная модель мешков, которая успешно работает в однобарионном и бозонном секторах ¹.

Предсказания двухбарионных состояний и экзотических мезонных состояний были сделаны в работах ²⁻⁴, хотя уже в первой работе по модели мешков МТИ ¹ было ясно, что шестикварковые дибарионные мешки и четырехкварковые экзотические мезонные мешки описываются на тех же основаниях, что и однобарионные. Именно эти соображения дают основной стимул экспериментальным поискам дибарионных резонансов.

Однако до 1979 г. поиски экзотических резонансов (например, $I = 2$) и дибарионных NN -резонансов в S -состоянии были безуспешны. Более того, экспериментальные фазы четко показывают отталкивание и отсутствие всякой структуры в предсказываемой области энергий.

В 1979 г. появилась важная работа Джаффе и Лоу ⁵, где было показано, что предсказываемые в модели мешков состояния не обязательно должны быть видны как резонансные пики. В том случае, когда связь мешкового состояния с открытым адронным каналом велика, при энергии этого состояния возникает полюс не в S -матрице, а в так называемой P -матрице, которая однозначно связана с S -матрицей.

Анализ 3S_1 - и 1S_0 -фаз, проделанный в работе ⁶ для $T_{\text{лаб}} > 300$ МэВ, выявил полюса в P -матрице при $M = 2,08$ и $2,11$ ГэВ соответственно. Эти числа надо сравнить с теоретическими предсказаниями, сделанными в ², $M = 2,165$ и $2,24$ ГэВ соответственно, что показывает прекрасное согласие. Надо, однако, заметить, что модель мешков в ² носит полуэмпирический характер и точность теоретических предсказаний не вполне ясна. Так, например, предсказанное в ² связанное состояние $\Lambda\Lambda$ не было экспериментально обнаружено. Возможно, что мешковое $\Lambda\Lambda$ -состояние на самом деле лежит выше $\Lambda\Lambda$ -порога и, как в S -волнах NN -системы, проявляется в виде полюса в P -матрице, а не в S -матрице.

Недавно в работе ⁷ была предложена динамическая модель связанных адронных и кварковых каналов, в которой обосновывается P-матричный анализ ⁵ и S-фазы NN-рассеяния прекрасно описываются во всей области энергий $0 \leq T_{\text{лаб}} \leq 515$ МэВ с помощью только трех параметров: вычета и положения полюса мешкового S-состояния в P-матрице и положения дейтонного (синглетного дейтонного) полюса в S-матрице. Этот анализ показывает также, насколько важны мешковые состояния для динамики NN-взаимодействия. Например, в ⁷ показано, что широкому состоянию мешка отвечает отталкивание типа твердой сердцевины (кора), когда фаза линейно падает с энергией.

Что можно сказать о NN-резонансах в высших волнах? В работах ^{2,3} были предсказаны шестикварковые дибарионные резонансы с квантовыми числами $J^P = 1^+, 2^+, 3^+$ (когда все кварки находятся в S-состоянии) в интервале масс 2,16—2,5 ГэВ и выше.

Предсказания для состояний отрицательной четности, однако, не очень надежны, потому что последовательной теории вращающихся мешков еще не существует — для этого мы должны рассмотреть вначале деформированный мешок, а затем закрутить его, т. е. ввести динамические переменные, отвечающие деформированным вращающимся стенкам мешка. Эта задача не решена, и мы не знаем, какова точность теоретических предсказаний для энергий уровней мешка с ненулевым орбитальным моментом.

К сожалению, теория не предсказывает величину связи шестикварковых состояний с наружным каналом NN, и потому мы не можем сказать заранее, отвечает ли данному состоянию полюс в S-матрице (и видимый пик в сечении), что характерно для слабой связи, либо полюс только в P-матрице и отсутствие пика в сечениях, что характерно для сильной связи. Наличие центробежного барьера ослабляет связь наружного адронного и мешкового каналов и может привести к возникновению резонанса (полюса в S-матрице). Примером такой ситуации является ρ -мезон, где, правда, связь с 2π -каналом дополнительно ослаблена несовпадением кваркового состава 2π и ρ .

Как бы то ни было, любое мешочное состояние вызывает полюс в P-матрице и потому экспериментальный анализ может быть сделан именно в терминах P-матрицы, если известны фазы. Предварительное изучение экспериментальных фаз, полученных в работе ⁸, показывает, что в P-матрице действительно возникают полюса во всех P- и D-состояниях.

Таким образом, резюме по пунктам 1) и 2) следующее: модель мешков предсказывает многочисленные состояния в области масс $M \geq 2,1$ ГэВ, которые должны проявляться как полюса P-матрицы, и в некоторых случаях, при слабой связи с адронами, так же как и полюса в S-матрице, т. е. как истинные резонансы, вызывающие пики в сечениях.

3) В предшествующем обзоре так же, как в большинстве работ на эту тему, почти не уделяется внимания вопросу — каковы экспериментальные критерии для отождествления данной нерегулярности с истинным резонансом (которому соответствует полюс в S-матрице). Обычное определение резонанса более прагматично — резонансом считают любой пик в наблюдаемых величинах, которому соответствуют определенные квантовые числа. Вопрос об определении резонанса особенно обострился, именно в дибарионной ситуации, после открытия явления псевдорезонансов ⁹. Псевдорезонансы обозначают пики или нерегулярности, которые вызваны не полюсами S-матрицы, а открывающимися неупругими каналами, чаще всего квазидвухчастичным каналом: резонанс плюс частица. Давно было известно, что при сильной связи с открывающимся неупругим порогом возникают нерегулярности, но в работах ^{9, 10}

было, кроме того, показано, что псевдорезонансам отвечают такие же графики Аргана для парциальных амплитуд, как и истинным резонансам. Поэтому считавшийся самым мощным критерий петель на парциальном графике Аргана не работает — не различает резонанс от псевдорезонанса. В работах ^{10,11} было указано, что если построить график Аргана для амплитуды рассеяния вперед и отдельно для амплитуды рассеяния под некоторым углом (например, назад), то радиус петель амплитуд вперед и назад для истинных резонансов совпадает, а для псевдорезонансов сильно различается. Таким путем было установлено, что в системе KN возникают псевдорезонансы, а в системе $\bar{K}N$ — резонансы ¹⁰. В применении к дибарионной системе, для амплитуды ρ_d было показано ¹¹, что в окрестности $N\Delta$ -порога имеется псевдорезонанс как в теоретических расчетных кривых, так и в экспериментальных данных, а на возможный вклад резонанса было наложено жесткое ограничение сверху: $\Gamma_{\rho_d}/\Gamma_{tot} < 0,1$. К сожалению, явление псевдорезонансов весьма свойственно дибарионным системам. Причина кроется в быстром росте неупругости в районе $p_{\text{лаб}} \sim 1,2$ ГэВ/с. Как уже обсуждалось выше, псевдорезонансы наверняка присутствуют в канале $I = 1$ в ρ_d и в NN; см ¹² и очень вероятно в $I = 0$. Речь, таким образом, идет о наблюдении резонансов на фоне псевдорезонансов, что является весьма нелегкой задачей, так как псевдорезонансам отвечают переуглярности в сечениях и петли на графике Аргана сразу для многих соседних парциальных волн, а предсказываемые теорией мешков резонансы также имеют близкие массы для соседних парциальных волн.

К тому же опыт бариония (резонансов в системе $NN\bar{N}$, которые до 1979 г. были видны в большинстве опытов, а после 1979 г. не видны в опытах с улучшенными экспериментальными условиями как выше, так и ниже $NN\bar{N}$ -порога — см. обзорные и экспериментальные доклады в ¹³) заставляет с крайней осторожностью относиться к резонансной интерпретации переуглярностей в сечениях.

Выходов, по-видимому, может быть несколько. Во-первых, как говорилось выше, можно изучать графики Аргана для амплитуд NN-взаимодействия при разных углах рассеяния и сравнивать радиусы петель для разных углов. Недавно проведенный наиболее полный анализ Арндта и др. ¹⁴, по-видимому, представляет такую возможность. Во-вторых, можно искать полюса в R-матрице, как это делалось в ⁶ и ⁷ для S-волн. В-третьих, можно непосредственно пытаться определить полюса S-матрицы, аналитически продолжая в комплексную плоскость параметризованные экспериментальные данные.

Последний способ был совсем недавно с успехом применен в работе ¹⁵. Авторы использовали данные фазового анализа ¹⁴ для NN-рассеяния в 1D_2 - и 3F_3 -состояниях, и параметризуя их с помощью K-матрицы, продолжили в комплексную плоскость энергии. Авторы ¹⁵ учитывали связанные каналы NN и $N\Delta$ и потому пороговые особенности записывались явно. Положение резонансов оказалось равным $\sim (2,15 - i 0,06)$ ГэВ. Таким образом, это пока наиболее успешная и последовательная обработка данных с целью извлечения параметров дибарионного резонанса. Единственное возражение против такого способа состоит в том, что разложение K-матрицы в ряд и представление конечным полиномом, использованное в ¹⁵, годится только в круге аналитичности, ограниченном ближайшими неучтенными особенностями, а они, как показывает анализ в ^{9, 10}, лежат на том же расстоянии, как и найденный резонанс. Возможно, однако, что учет этих особенностей не сильно сместит найденное положение резонанса. Не вызывает сомнения, что в ближайшем будущем появится много новой интересной информации о дибарионных резонансах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Chodos A. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 9, p. 3471.
De Grand T. A., Jaffe R. L. et al.— Ibid., 1975, v. 12, p. 2060.
Кобзарев И. Ю. и др.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 506; 1979, т. 29, с. 1620.
2. Jaffe R. L.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 195, 617.
3. Mulders P. J. G., Aerts A. T., De Swart J. J.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1543.
Aerts A. T. M. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 260.
4. Jaffe R. L.— Ibid., p. 1444.
5. Jaffe R. L., Low F. E.— Ibid., 1979, v. 19, p. 2105.
6. Jaffe R. L., Shatz M. P.— Preprint CALT-68-775, 1980.
7. Simonov Yu. A.— Preprint ITEP-63, Moscow, 1981.
8. Hoshizaki N.— Progr. Theor. Phys., 1978, v. 60, p. 1796; 1979, v. 61, p. 129.
9. Hoenig M. M., Rinat A. S.— Phys. Rev. Ser. C, 1974, v. 10, p. 2102.
Bakker B. L. G., Narodetsky I. M., Simonov Yu. A.— Lett. Nuovo Cimento, 1977, v. 19, p. 265.
10. Народецкий И. М., Симонов Ю. А.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 1356.
11. Simonov Yu. A., van der Velde M.— J. Phys. Ser. G, 1979, v. 5, p. 493.
12. Kloet W. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 99, p. 80.
13. Proc. of 5th European Symposium on $\bar{N}N$ Interactions, Bressanone, Italy, 1980/Ed CLEUP.— Padova, Italy, 1980.
14. Arndt R. A.— In: LAMPF $\bar{N}N$ Workshop, and ref. in ¹⁵.
15. Bhandari R., Arndt R. A. et al.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 1111,