

О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ФОРМЫ ЛИНИИ ОКОЛОПороГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

*Ю. С. Калашникова, Р. В. Мизюк, А. В. Нефедьев**

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Предложена параметризация для описания формы линии околопороговых резонансов, полученная в подходе модели связанных каналов и включающая произвольное число упругих и неупругих каналов, а также произвольное число затравочных полюсов. Полученная параметризация совместима со всеми требованиями унитарности и аналитичности и является удобным инструментом анализа экспериментальных данных, позволяющим использовать всю содержащуюся в них информацию. Используемые параметры имеют наглядную физическую интерпретацию и могут вычисляться в рамках различных теоретических подходов.

We suggest a parameterization to describe the line shapes of near-threshold resonances obtained in the coupled-channel model which includes an arbitrary number of elastic and inelastic channels as well as an arbitrary number of bare poles. The resulting parameterization is compatible with all requirements of unitarity and analyticity, and it is a convenient tool for the analysis of experimental data which allows one to employ all information contained in the data. The parameters used possess a clear physical interpretation and can be evaluated in the framework of various theoretical approaches.

PACS: 14.20.Gk

В 2003 г. коллаборацией Belle было обнаружено состояние $X(3872)$ в спектре чармония [1], которое не описывалось простыми кварковыми мезонами. К настоящему времени количество таких «бездомных» чармониев и боттомониев перевалило за десяток, причем большинство из них лежит вблизи сильных S -волновых порогов, что, несомненно, оказывает большое влияние на их свойства. Другой характерной чертой таких состояний является их наблюдение в каналах с открытым и скрытым ароматом. Поскольку уже в ближайшей перспективе ожидается появление новых высокоточных данных с высокой статистикой [2–5], то весьма насущным становится вопрос о подходах к анализу таких данных, в частности, о феноменологически адекватных

*E-mail: nefediev@itep.ru

параметризациях, совместимых с требованиями аналитичности и унитарности, что позволило бы использовать всю полноту информации, содержащейся в данных по разным каналам реакций рождения и распада околопороговых резонансов.

Предлагаемый подход основан на модели связанных каналов, описываемых уравнениями Липпмана–Швингера для t -матрицы. Потенциал взаимодействия имеет при этом вид матрицы [6]

$$\hat{V} = \begin{matrix} b = \overline{1, N_p} & \beta = \overline{1, N_e} & i = \overline{1, N_{in}} \\ \left(\begin{array}{ccc} v_{ab} & v_{a\beta} & \lambda_i (k_i^{in})^{l_i} \\ v_{\alpha b} & v_{\alpha\beta} & g_{i\alpha} (k_i^{in})^{l_i} \\ \lambda_j (k_j^{in})^{l_j} & g_{j\beta} (k_j^{in})^{l_j} & 0 \end{array} \right) & \begin{matrix} a = \overline{1, N_p} \\ \alpha = \overline{1, N_e}, \\ j = \overline{1, N_{in}} \end{matrix} \end{matrix} \quad (1)$$

где k_i^{in} есть импульс в i -м неупругом канале в конечном состоянии. Матрица (1) содержит различные типы взаимодействия между затравочными полюсами (отвечающими компактным кварковым образованиям и обозначаемыми латинскими буквами a, b, c и т.п.), набором N_e упругих каналов с открытым ароматом вида $(Q\bar{q})(q\bar{Q})$ (здесь через Q и q обозначены тяжелый и легкий кварки) и N_{in} неупругих каналов со скрытым ароматом вида $(Q\bar{Q})(q\bar{q})$, обозначаемых соответственно буквами греческого алфавита α, β, γ и т.п. и буквами латинского алфавита i, j, k и т.п. Потенциал прямого упругого взаимодействия $v_{\alpha\beta}$ приближенно описывается постоянной матрицей, а потенциалы перехода между упругими и неупругими каналами взяты в сепарабельном виде. Прямым взаимодействием в неупругих каналах пренебрегается, что позволяет существенно упростить уравнения, поскольку неупругие каналы при этом отделяются как от упругих каналов, так и от затравочных полюсов, и их вклады сводятся к единому аддитивному оператору в эффективном упругом потенциале. Далее можно отделить упругие каналы от затравочных полюсов, в результате чего эффективный упругий потенциал приобретает дополнительный член, отвечающий перерасеянию через образование кварковых состояний. Таким образом, задача сводится к уравнению Липпмана–Швингера для упругой компоненты $t_{\alpha\beta}$ полной t -матрицы, тогда как остальные ее компоненты выражаются через $t_{\alpha\beta}$ алгебраически.

Поскольку основным источником информации об околопороговых состояниях являются процессы рождения, то для соответствующей амплитуды рождения (для простоты рассматривается рождение из точки) в канале x (упругом или неупругом) можно записать

$$\mathcal{M}_x = - \sum_{\beta} \begin{array}{c} \bullet \\ \swarrow p_1 \\ \downarrow p_3 \\ \searrow p_2 \end{array} \begin{array}{c} \boxed{t_{\beta x}} \\ \swarrow p_1 \\ \downarrow p_3 \\ \searrow p_2 \end{array} = - \sum_{\beta} \mathcal{F}_{\beta} J_{\beta} t_{\beta x}, \quad (2)$$

где было использовано предположение о рождении через упругие источники, а также отброшен борновский член в упругих каналах, поскольку его вклад мал по сравнению с вкладом члена с перерассеянием, определяемым околопороговыми полюсами и потому доминирующим. Для простоты взаимодействие в конечном состоянии частицы-спектратора с остальной системой не учитывается. Тогда для дифференциальных вероятностей рождения в упругих и неупругих каналах находим

$$\frac{d\text{Br}_\alpha^e}{dM} = \mathcal{N}_\alpha \left| \sum_\beta \xi_\beta t_{\beta\alpha} \right|^2 p_3 k_\alpha, \quad \frac{d\text{Br}_i^{\text{in}}}{dM} = \mathcal{N}_i \left| \sum_\alpha \xi_\alpha t_{\alpha i} \right|^2 p_3 (k_i^{\text{in}})^{2l_i+1}, \quad (3)$$

где M изменяется в диапазоне от $M_{\min} = m_1 + m_2$ до $M_{\max} = M_{\text{tot}} - m_3$; p_3 есть импульс спектратора, а также введено отношение источников $\xi_\alpha = \mathcal{F}_\alpha / \mathcal{F}_1$.

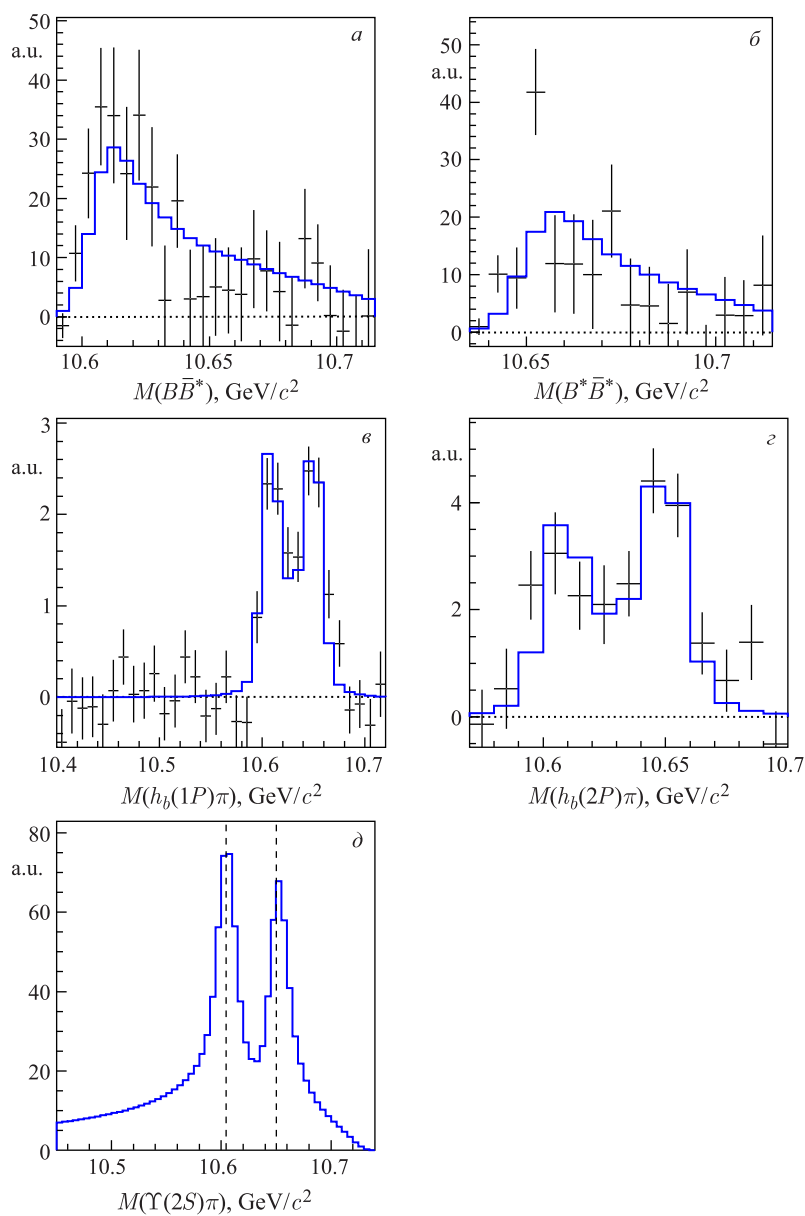
В качестве иллюстрации работы предложенного метода рассмотрим совместное описание данных для изовекторных состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ [7] с квантовыми числами 1^{+-} , образующихся в распадах боттомония $\Upsilon(5S)$ вида $\Upsilon(5S) \rightarrow \pi Z_b$ и измеренных в семи каналах распада: $Z_b \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^*$ [8], $\pi\Upsilon(nS)$ ($n = 1, 2, 3$) [9] и $\pi h_b(mP)$ ($m = 1, 2$) [10]. Квантовые числа конечных состояний фиксируют угловой момент $l = 0$ во всех каналах $\pi\Upsilon(nS)$ и $l = 1$ в каналах $\pi h_b(mP)$.

Полное число параметров распределения равно 20: 2 параметра прямого взаимодействия в упругих каналах (γ_s и γ_t), 10 констант связи $\{g_{i\alpha}\}$ пяти неупругих каналов с двумя упругими (затравочные полюса в данную параметризацию не включены), затем 7 нормировочных констант \mathcal{N} и 1 отношение упругих источников ξ . Число параметров можно уменьшить, наложив требования симметрии спина тяжелого кварка (см. работы [6, 11] и содержащиеся в них ссылки):

$$\xi = \frac{g_{[\pi\Upsilon(5S)][B^*\bar{B}^*]}}{g_{[\pi\Upsilon(5S)][B\bar{B}^*]}} = -1, \quad \frac{g_{[\pi\Upsilon(nS)][B^*\bar{B}^*]}}{g_{[\pi\Upsilon(nS)][B\bar{B}^*]}} = -1, \quad \frac{g_{[\pi h_b(mP)][B^*\bar{B}^*]}}{g_{[\pi h_b(mP)][B\bar{B}^*]}} = 1, \quad (4)$$

где $n = 1, 2, 3$ и $m = 1, 2$, а также учтено, что упругие каналы $B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$ рождаются в распадах боттомония $\Upsilon(5S)$, так что указанная симметрия распространяется и на отношение источников ξ . Таким образом, окончательно имеем распределение, определяемое всего 15 параметрами, из которых 7 дают общую нормировку и лишь 8 влияют на форму линии резонансов в семи каналах. Результаты фитирования данных приведены на рисунке. Качество фита дается величиной $\text{CL} = 47\%$.

Таким образом, представленная параметризация, совместимая с требованиями унитарности и аналитичности, оказывается достаточно простой для использования в анализе данных, однако при этом она достаточно реалистична



Результат фитирования данных для $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ в каналах $B^{(*)}\bar{B}^*$ и $\pi h_b(mP)$ ($m = 1, 2$). На рис. д в качестве примера дано предсказание для формы линии в канале $\pi\Upsilon(2S)$

и позволяет получать хорошее описание данных в терминах параметров, имеющих простую физическую интерпретацию (в первую очередь, констант связи каналов), что наглядно продемонстрировано на примере описания околопороговых состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ в спектре боттомония.

Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (контракт 02.a03.21.0005 от 27.08.2013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Choi S. K. et al. (Belle Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 262001.*
2. *Abe T. et al. (Belle-II Collab.). arXiv:1011.0352v1. 2010.*
3. *Drutskoy A. G. et al. // Eur. Phys. J. A. 2013. V. 49. P. 7.*
4. *Asner D. M. et al. // Intern. J. Mod. Phys. A. 2009. V. 24. P. S1.*
5. *Lutz M. et al. (PANDA Collab.). arXiv:0903.3905v1. 2009.*
6. *Hanhart C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 202001.*
7. *Bondar A. E. et al. // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 054010.*
8. *Garmash A. et al. (Belle Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 212001.*
9. *Bondar A. et al. (Belle Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 122001.*
10. *Adachi I. et al. (Belle Collab.). arXiv:1209.6450v2. 2012.*
11. *Guo F.-K. et al. // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. P. 074031.*