

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ С ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В.Л. Шаблов, И.А. Тырас

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*

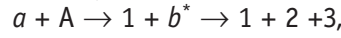


Развитый ранее метод описания послестолкновительного кулоновского взаимодействия (ПСВ) в трехчастичных реакциях с образованием двухфрагментных резонансов обобщен на случай, когда резонансная энергия незначительно превышает порог распада в один из возможных каналов. Моделирование ПСВ в реакции с образованием резонанса ядра ${}^5\text{He}$ ($E^* = 16.76$ МэВ) в реакции $d({}^7\text{Li}, \alpha)n$ при $E_d = 6.8$ МэВ показало хорошее согласие разработанной параметризации амплитуды процесса с экспериментальными данными.

Как известно, важным средством изучения виртуальных и резонансных состояний ядер являются многочастичные реакции, в конечном состоянии которых наряду с другими продуктами образуется исследуемая нестабильная система [1, 2]. Например, нейтронизбыточное ядро ${}^9\text{He}$, представляющее собой резонанс в системе $n + {}^8\text{He}$, можно наблюдать в реакции ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$, однако прямой процесс рассеяния нейтронов на нестабильных ядрах ${}^8\text{He}$ осуществить практически невозможно. В реакциях рассматриваемого типа взаимодействие в резонирующей системе не является изолированным, в частности, при наличии дальнедействующих кулоновских сил распад резонанса не будет даже асимптотически свободным. Влияние сопутствующих нестабильной системе частиц на процесс ее распада получило название послестолкновительного взаимодействия (ПСВ) [3, 4]. Роль ПСВ была изучена экспериментально и теоретически в работах [1–5], где было обнаружено и описано изменение формы резонансной кривой, ее полуширины и местоположения резонансного пика на примере реакций с образованием нестабильных ядер ${}^5\text{He}$, ${}^5\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ и других, в которых уширение резонансной кривой достигало 100% по сравнению с условиями изолированного распада изучаемой нестабильной системы.

Основной интерес представляет изучение ПСВ в реакциях с образованием околороговых состояний ядер, поскольку в таких реакциях может наблюдаться сужение резонансного пика [6, 7]. Настоящая работа посвящена моделированию ПСВ в реакциях данного типа, в которых при параметризации резонансной части двухчастичной амплитуды рассеяния необходимо использовать приближение с шириной, зависящей от энергии [10].

Как было показано в [10], для реакции типа



в которой заряженными частицами является частица 1 и по крайней мере один из фрагментов распада околорогового резонанса. Квадрат модуля резонансной части амплитуды рассеяния записывается в виде

$$\left| T_R(\bar{k}_{23}\bar{p}_1) \right|^2 = N \frac{e^{(\eta - v_1) \text{arccotg}(\varepsilon)} \left| \chi_{23}(\bar{k}_{23}) \right|^2 \left| \tilde{T}(\bar{p}_1) \right|^2}{\left((E_{23} - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^{-v_2} \left((E_{23} - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2(E_{23})}{4} \right)}. \quad (1)$$

В (1) использованы следующие обозначения: E_R и Γ – резонансная энергия и ширина резонанса в паре 23, $\Gamma(E_{23})$ – зависящая от значения относительной энергии в паре 23 ширина резонанса, параметризуемая с использованием R – матричной теории, причем $E_{23} = E_R$, $\Gamma(E_R) = \Gamma$, $\varepsilon = \Gamma/2(E_R - E_{23})$ – приведенная энергия. Величины \bar{k}_{23} и \bar{p}_1 представляют собой относительный импульс в резонирующей паре и импульс сопутствующей частицы (в системе центра масс) соответственно. Далее, χ_{23} – вершинная функция распада резонанса, а $\tilde{T}(\bar{p}_1)$ – амплитуда образования резонанса, аппроксимируемая константой. ПСВ в (1) описываются множителем

$$\frac{N e^{(\eta - v_1) \text{arccotg}(\varepsilon)}}{\left((E_{23} - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^{-v_2}},$$

где $N = e^{-\pi(\eta - v_1)} \left| \Gamma(1 + i\eta - iv_1 - v_2) \right|^2$, $\eta = \eta_{12} + \eta_{13}$ – сумма кулоновских параметров в парах 12 и 13, $v = v_1 - iv_2$ – кулоновский параметр в системе резонанс – сопутствующая частица:

$$v_1 - iv_2 = \frac{q_1(q_2 + q_3) \cdot n_{1,23}}{\sqrt{E^c + i \frac{\Gamma}{2}}},$$

причем q_i – заряд i -ой частицы, $n_{1,23} = \frac{m_1(m_2 + m_3)}{m_1 + m_2 + m_3}$ – приведенная масса пары 23 и

частицы 1, $E^c = \frac{p_1^2}{2n_{1,23}} + E_{23}$ – кинетическая энергия в системе центра масс.

Особенностью параметризации (1) по сравнению с предыдущими [1–4] является зависимость ширины резонанса от энергии в брейт-вигнеровском множителе и наличие фактора $\left((E_{23} - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^{v_2}$, в котором фигурирует истинная величина ширины резонанса, задаваемая полюсом аналитического продолжения двухчастичной функции Грина. Последним фактором можно пренебречь, если $E_c - E_R \gg \Gamma/2$, т.е. параметр v_2 исчезающе мал.

Анализ параметризации (1) показывает, что:

1) если $\eta - v_1 > 0$, местоположение резонанса сдвигается в сторону меньших относительных энергий в паре 23 [1–4]; при этом, если резонанс не является околороговым, то он уширяется [1–4], тогда как для околорогового резонанса может наблюдаться и сужение [6, 7];

2) если же $\eta - v_1 < 0$, местоположение резонанса сдвигается в сторону больших энергий, и он всегда уширяется;

3) во всех случаях резонансная кривая является асимметричной;

4) если параметр v_2 не мал, то резонансная кривая дополнительно уширяется.

В процессе моделирования амплитуда (1) пересчитывалась из системы центра масс в лабораторную систему координат, причем при необходимости кинематические параметры конечного состояния реакции выражались через длину дуги кинематического локуса. Расчеты проводились с помощью математического пакета MathCad11.

Одним из ярких проявлений ПСВ может служить реакция $d(^7\text{Li}, \alpha)\alpha n$ с образованием термоядерного резонанса в подсистеме $\alpha + n$ ($E^* = 16.76$ МэВ), в которой при низких энергиях налетающего дейтрона наблюдается заметное уширение резонанса в определенных кинематических областях конечного состояния реакции [5]. Для объяснения экспериментальных данных [5] при $E_d = 6.8$ МэВ была применена параметризация (1), в которой ширина $\Gamma(E_{23})$ моделировалась выражением

$$\Gamma(k_{23}) = \Gamma_{\alpha n} + \Gamma_{dt} \cdot \frac{\chi(k_{23})}{\chi(k_R)} \cdot \frac{k_{23}}{k_R},$$

где $\chi(k) = \frac{2\pi\eta(k)}{e^{2\pi\eta(k)} - 1}$, $\eta(k) = \frac{q_i q_j \mu_{23}}{k}$, $\mu_{23} = \frac{m_2 m_3}{m_2 + m_3}$ – приведенная масса частиц 23,

$$k_R = \sqrt{2\mu_{23}E_R}.$$

На рис. 1 представлен энергетический локус рассматриваемой реакции. На рис. 2 изображен график квадрата амплитуды рассеяния, вычисленный по формуле (1), в зависимости от относительной энергии в паре частиц 23. Квадрат амплитуды был вычислен при различных значениях угла разлета частицы 1 и пары 23, а именно, при значениях 20, 40, 60, 90, 120, и 180°. На рисунке непрерывной линией приведен график квадрата амплитуды реакции без учета кулоновского взаимодействия. Как было предсказано, положение резонанса сдвигается в сторону больших или меньших значений относительной энергии в паре частиц 23, в зависимости от угла разлета частиц уширяется и кривая становится асимметричной. Искажение формы резонансной кривой наиболее сильно в тех ситуациях, когда образующиеся в реакции альфа-частицы вылетают с малым относительным импульсом ($\theta_{1,23} = 20^\circ$).

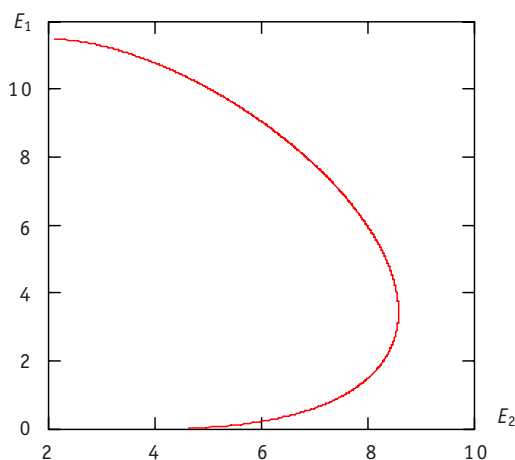


Рис.1. Кинематический локус реакции: E_1 и E_2 – энергии регистрируемых альфа-частиц

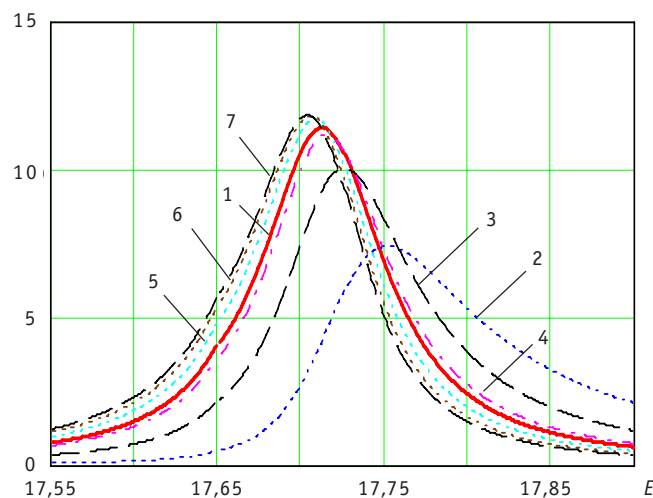


Рис. 2. Квадрат амплитуды рассеяния, вычисленный по формуле (2) для значений углов между частицей 1 и парой 23, равных 20, 40, 60, 90, 120 и 180° (E – энергии в паре частиц 23); непрерывной линией изображен график квадрата амплитуды без учета кулоновского взаимодействия: 1 – $t_{mw}(E, 0)$; 2 – $t_2(E, 20)$; 3 – $t_2(E, 40)$; 4 – $t_2(E, 60)$; 5 – $t_2(E, 90)$; 6 – $t_2(E, 120)$; 7 – $t_2(E, 180)$

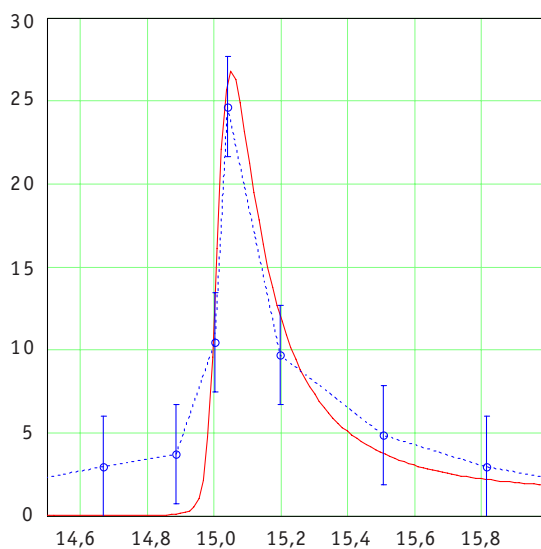


Рис. 3. Спектр реакции при регистрации на совпадение альфа-частиц в зависимости от длины кривой кинематического локуса: пунктирная линия – сечение, рассчитанное с помощью представленной модели, непрерывная линия – экспериментальные данные работы [5]

На рис. 3 представлена зависимость спектра реакции от длины энергетического локуса, вычисленная с помощью представленной модели, и экспериментальные данные из работы [5]. Видно, что результаты, полученные с помощью использованной модели для амплитуды рассеяния, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изменение наблюдаемых параметров двухфрагментных ядерных резонансов (в частности, ширины резонансного пика) за счет послестолкновительного кулоновского взаимодействия не означает изменения скорости распада резонанса, а от-

ражает лишь перераспределение энергии между частицами после распада резонанса за счет дальнodelствующих кулоновских сил. В то же время ожидается, что ПСВ может проводить к изменению соотношения ветвей распада резонанса по различным каналам [1, 8, 11]. Наиболее вероятными кандидатами для обнаружения указанного эффекта являются реакции с образованием околороговых резонансов. Первые экспериментальные результаты в этом направлении были получены в [11] в реакции $\alpha(^7\text{Li}, ^6\text{Li})n\alpha$ при $E_\alpha = 27.2$ МэВ, где было показано, что в присутствии альфа-частицы вероятность распада возбужденного состояния ядра ^7Li ($E^* = 7.45$ МэВ) изменяется (в определенной кинематической области) с величины $\Gamma_n/\Gamma = 0.77$ до величины 0.49 ± 0.06 . В дальнейшем предполагается применить параметризацию (1) для изучения этого эффекта.

Авторы выражают свою благодарность Ю.Н. Павленко (ИЯИ АН Украины) за плодотворные обсуждения.

Литература

1. Комаров В.В., Попова А.М., Карманов Ф.И., Шаблов В.Л. и др. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1992. – Т. 23. – Вып. 4. – С. 1035.
2. Комаров В.В., Попова А.М., Шаблов В.Л. Динамика систем нескольких квантовых частиц. – М.: МГУ, 1996.
3. Ашууров А.Р., Зубарев Д.А., Мухамеджанов А.М. и др. // Ядерная физика. – 1991. – № 53. – С. 151.
4. Кучиев М.Ю., Шейнерман С.А. Послестолкновительное взаимодействие в ионизации внутренних оболочек атомов электронных ударов // Журнал технической физики. – 1987. – № 57. – С. 1476.
5. Arena N., Fazio G., Giardina G., Italiano A., etc. Three-body effects in the $^7\text{Li}(d, \alpha\alpha n)$ reaction // Phys. Rev. C. – 1989. – V. 40. – № 1. – P. 5558.
6. Fazio G., Giardina G., Karmanov F.I., Shablov V.L. Properties of the resonance scattering in two-fragment systems formed in many-particles nuclear reactions // Int. Jour. Mod. Phys. E. – 1996. – V. 5. – № 1. – P. 175180.
7. Комаров В.В., Попова А.М., Карманов Ф.И., Шаблов В.Л. Эффект сужения околорогового резонанса наблюдаемый в двухфрагментных резонансах с образованием трех частиц в конечном состоянии // Известия РАН. Серия: Физика. – 1995. – Т. 59. – № 5. – С. 2832.
8. Karmanov F.I., Pavlenko Yu.N., Tyras I.A., Shablov V.L. Narrowing of near-threshold two-body resonances produced by three particle nuclear reactions // Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (May 29 – June 03, 2006, Kyiv, Ukraine. – Book of Abstracts. – P. 69 – 70.
9. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
10. Никитиц Ф. Фазовый анализ в физике сильных взаимодействий. – М.: Мир, 1983.
11. Pavlenko Yu.N. // Problems of atomic science and technology. – 2005. – № 6. – P. 11.

Поступила в редакцию 2.05.2007

coefficient, visualize results and define physical parameters with functional algorithms in MAPLE.

УДК 621.039.51

Uncertainties Estimation Reducing when Interval Analysis Method Is Used for Isotope Kinetics Problem \ D.V. Hitrick, V.V. Kolesov, D.A. Kamaev, V.F. Ukraintsev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 7 pages, 6 tables. – References – 2 titles.

We suggest several ways of uncertainties estimation reducing when interval analysis is used for isotope kinetics problem. We also compare our results with linear perturbation theory (sensitivity analysis). It was found that for certain cases linear perturbation theory gives us essentially underestimated values of nuclide concentrations uncertainties.

УДК 539.1

Modeling of the Interaction Dynamics for the Nuclear Reaction with Charged Particles in the Final State \ V.L. Shablov, I.A. Tyras; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 5 pages, 3 illustrations. – References – 11 titles.

The method previously developed for the description of the post-collision Coulomb interaction in the reaction final state is generalized to the case of the resonance near threshold formation. Modeling of the Coulomb interaction has shown a good agreement with the experimental data for the reaction $d(^7\text{Li}, \alpha)\alpha n$ with $E_d = 6.8$ MeV. In this case, the resonance of ^5He ($E^* = 16.76$ MeV) was created.

УДК 621.039.51

The Classification of the Bifurcation Borders in the Point Model of the Xenon Oscillations \ N.A. Yakushkin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 8 pages, 1 table, 2 illustrations. – References – 9 titles.

The present work deals with bifurcation borders in the point model of xenon oscillations. The general goal of the undertaken research is to determine safe and unsafe bifurcation borders. Such classification allows determining the range of a nuclear reactor control parameters, within which the reactor remains controllable. It should be mentioned, that xenon oscillations in nuclear reactors are so complex and diverse, that they cannot be correctly described in the point model. However, the fact that the method of bifurcation borders classification based on finding the multidimensional Schwartz derivative was successfully applied to the point model gives hope, that it can be also applied to more complex and thus more adequate xenon oscillations models.