

## ИЗУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ В ЯДЕРНЫХ СИСТЕМАХ, СФОРМИРОВАННЫХ В РЕАКЦИИ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

*С. Ю. Ториллов \*, Н. А. Мальцев, В. И. Жеребчевский,  
Т. В. Лазарева, Д. К. Наурузбаев, Д. Г. Нестеров,  
Н. А. Прокофьев, А. Р. Рахматуллина*

Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрен вопрос применения оптического потенциала для описания резонансов в реакциях упругого рассеяния. Показана неоднозначность определения угловых моментов резонансов с малой приведенной шириной при сравнении полученных угловых распределений с полиномами Лежандра. Рассмотрен вопрос о влиянии дискретной неопределенности параметров оптического потенциала на положение резонансов.

The question of using the optical potential to describe resonances in elastic scattering reactions is considered. The ambiguity of determining the angular momenta of resonances with a small reduced width is shown when comparing the obtained angular distributions with Legendre polynomials. The question of the influence of discrete uncertainty of the parameters of the optical potential on the position of resonances is considered.

PACS: 25.70.-z; 24.30.-v

### ВВЕДЕНИЕ

Описание кластерных состояний в рамках потенциальной модели позволяет значительно упростить расчеты путем сведения многочастичной задачи к двухчастичной. Для данного подхода было рассмотрено несколько способов описания взаимодействия вида «кластер–кор», главным образом различающихся методом устранения запрещенных состояний в области сильного перекрытия кластера и кора. Подход, связанный с применением поверхностного потенциала, предполагал наличие жесткого [1] или мягкого [2] кора, что приводило к быстрому убыванию волновой функции для малых расстояний. В другом случае

---

\* E-mail: s.torilov@spbu.ru

применялся объемный потенциал, близкий к потенциалу свертки, а запрещенные (нефизические) состояния, возникающие в данном потенциале, исключались соответствующим выбором глобального квантового числа [3]. Данный метод получил особое распространение из-за простоты использования потенциала, связанного, как предполагается, с потенциалом, применяемым при анализе угловых распределений в оптической модели.

Таким образом, возникает особый интерес в определении отношений между оптическим потенциалом и потенциалом двухчастичного взаимодействия в кластерной модели. Данный вопрос был тщательно исследован в работе [4], однако детального воспроизведения (квази)связанных состояний добиться не удалось. Значительного прогресса удалось добиться в работе [5]. Потенциал, выбранный в виде суммы потенциалов Вудса–Саксона (первая степень и куб), позволял не только корректно описать положение вращательного дублета основного состояния для ядер  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{44}\text{Ti}$ , но также интенсивности соответствующих  $\gamma$ -переходов и угловые распределения в интервале энергий  $\alpha$ -частиц 20–40 МэВ. Единственным параметром была глубина мнимого потенциала (поверхностный потенциал Вудса–Саксона для ядра  $^{20}\text{Ne}$  и квадратичный объемный для  $^{44}\text{Ti}$ ). Следует отметить, что рассмотренная в указанной работе область содержит значительное количество  $\alpha$ -частичных резонансов. В работе [6] показано, что такой подход позволяет также описывать состояния, когда кор не является магическим ядром.

Аналогичный подход был применен для случая тяжелых кластеров, когда рассматривались квазимолекулярные состояния со структурой  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  [7]. В этой работе использовался оптический потенциал, полученный из анализа рассеяния  $^{12}\text{C}$  на ядрах  $^{16}\text{O}$  при энергии 75 МэВ [8]. Было показано, что большинство известных на сегодняшний день резонансов в такой системе может быть описано как квазисвязанные состояния в таком потенциале, в виде вращательных полос с различным глобальным квантовым числом  $G = 2n + l$ , где  $n$  — число узлов волновой функции, описывающей данное состояние, а  $l$  — угловой момент [3, 5].

В настоящей работе на примере указанной выше реакции показана неоднозначность выбора глобального квантового числа как функции масс участвующих ядер, проанализирован вклад парциальных волн в состояние, демонстрирующие «хорошую» резонансную структуру.

## 1. МОДЕЛЬ

На сегодняшний день существует несколько методов определения углового момента резонанса в реакции взаимодействия тяжелых ионов. Тем не менее большая часть спинов резонансов, которые рассматриваются в качестве кандидатов квазимолекулярных состояний, была определена с помощью сравнения экспериментальных угловых распределений



чина  $a_i$  определялась по минимуму выражения

$$\chi_i^2 = \frac{1}{N_i - 1} \sum_{\theta_j \in \text{ith interval}} \frac{(\sigma(\theta_j) - a_i P_L^2(\cos \theta_j))^2}{\Delta \sigma^2(\theta_j)}, \quad (2)$$

где  $N_i$  — число точек, попавших в интервал  $i$ . В целом качество аппроксимации функцией  $f_L(\theta)$  дается выражением

$$\bar{\chi}_L^2 = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \chi_k^2, \quad (3)$$

где  $M$  — число интервалов, взятых в анализ. Окончательно, доминирующее значение полинома  $L_{\text{opt}}$  в случае анализа экспериментального распределения упругого рассеяния для рассматриваемого дифференциального сечения рассеяния определяется следующим образом:

$$L_{\text{opt}} = \underset{L \in [L_{\min}, L_{\max}]}{\text{arg min}} \bar{\chi}_L^2, \quad (4)$$

где  $[L_{\min}, L_{\max}]$  — интервал степеней полинома Лежандра, использованный в анализе.

Помимо анализа всего доступного углового диапазона дифференциального сечения можно ограничиться только интересующей частью, например, в нашем случае от  $90^\circ$  до  $180^\circ$ .

Полученную величину (3) удобно рассмотреть как функцию от энергии. Тогда минимум на графике этой функции будет соответствовать энергии, при которой модельное распределение наилучшим образом совпадает с полиномом порядка  $l$ . Из анализа данной функции интересно получить ответы на следующие вопросы:

1) Возникают ли подобные минимумы в области резонансов с различным глобальным квантовым числом, найденных в рамках потенциальной модели?

2) Как соотносятся области, соответствующие экспериментально обнаруженным резонансам с минимумами, для полиномов различных порядков?

3) Каковы вклады парциальных волн различного порядка в области минимумов?

Поскольку данная задача допускает сильный произвол в выборе потенциала, был рассмотрен случай двух потенциалов, позволяющих описать угловое распределение упругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Функция возбуждения этой реакции хорошо изучена в области низких энергий, и, в силу неидентичности кластера и кора, можно ожидать расщепления вращательных полос по четности. Первый потенциал ( $WS_1^2$ ) был исполь-

зован в работе [7] и применялся для анализа квазисвязанных состояний в рамках потенциальной модели, а также в работе [8] для описания углового распределения для упругого рассеяния. Второй потенциал ( $WS_2^2$ ) был выбран нами из условий воспроизведения углового распределения в области энергий 10–30 МэВ и квазисвязанных состояний, определенных в работе [7], но с условием, что волновая функция соответствующих

### Параметры реальной части потенциалов

Параметр	Значение
$WS_1^2$	
$V_0$ , МэВ	305
$R_v$ , фм	4
$a_v$ , фм	1,4
$J_v$ , МэВ·фм <sup>3</sup>	326
$WS_2^2$	
$V_0$ , МэВ	320
$R_v$ , фм	4,184
$a_v$ , фм	1,3
$J_v$ , МэВ·фм <sup>3</sup>	378

уровней включает на одну ноду больше. Оба потенциала были выбраны в виде квадратичного потенциала Вудса–Саксона, их параметры и значения соответствующих объемных интегралов представлены в таблице.

На рис.1 приведено сравнение экспериментальных распределений с расчетами на основе потенциалов  $WS_1^2$  и  $WS_2^2$ . Мнимая часть была выбрана в виде объемного потенциала Вудса–Саксона, для потенциала  $WS_1^2$  параметры радиуса и диффузности взяты согласно [8], а для  $WS_2^2$  выбраны как  $R_w = 4,81$  фм,  $a_w = 0,26$  фм. Глубина мнимой части в обоих случаях выбиралась из наилучшей подгонки под экспериментальные дан-

ные. Как можно видеть из рис. 1, на всем выбранном интервале энергий имеет место хорошее согласие между полученными угловыми распределениями и экспериментальными данными для углов больше  $90^\circ$ . С другой стороны, вычисления для состояний в рамках потенциальной модели приводят к практически идентичной зависимости энергии уровней от углового момента, но при этом величина глобального квантового числа для потенциала  $WS_2^2$  на единицу больше. Следует отметить, что используемые в работе значения глобального квантового числа значительно превышают полученное на основе феноменологической формулы [9]. Для расчетов в рамках оптической модели применялась программа FRESKO [10]. Для вычисления положения резонансов использовалась программа GAMOW [11].

Рассмотрим сравнение полученных угловых распределений с полиномами Лежандра различных порядков. На рис.2 представлена зависимость от энергии величины  $\chi_L^2$ , рассчитанной по формуле (3) для угловых моментов  $l = 11$  и  $l = 14$ . Аналогичные зависимости получены и для других угловых моментов. Таким образом, для всего рассмотренного диапазона энергий ( $E_{cm} = 10\text{--}30$  МэВ) и угловых моментов ( $l = 8\text{--}18$ ) наблюдаются достаточно хорошо выделенные минимумы, соответствующие наилучшему совпадению получаемого углового распределения с полиномом Лежандра соответствующего порядка. На рис.3 показано сравнение найденных положений минимумов с положением резонансов

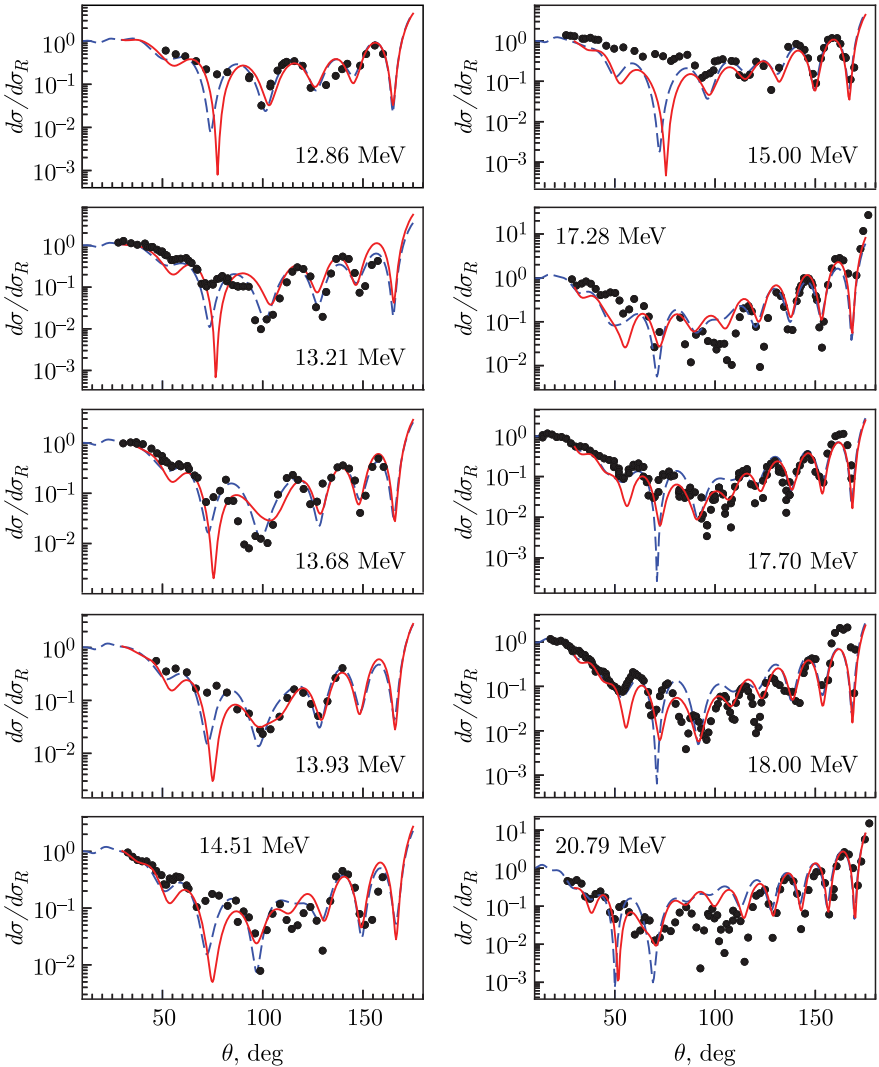


Рис. 1. Угловые распределения упругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Темные точки — экспериментальные данные (по данным базы NNDC); штриховая кривая — расчет с потенциалом  $WS_1^2$ ; сплошная кривая — расчет с потенциалом  $WS_2^2$

для четных (нечетных) угловых моментов, рассчитанных в рамках потенциальной модели с  $G = 22(23)$  для потенциала  $WS_1^2$  и  $G = 24(25)$  для потенциала  $WS_2^2$ . Как видно, для случая малых величин угловых моментов ( $l \leq 10$ ) графики почти совпадают. Кроме того, на рисунке показана

феноменологическая зависимость для кластерных вращательных полос на основе систематики Аббонданно [12]. Стоит отметить, что до угловых моментов порядка  $l = 9$  все три графика практически совпадают.

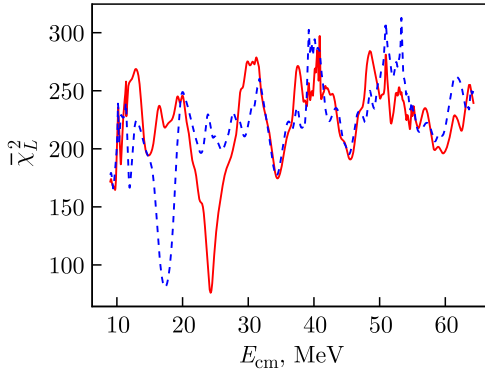


Рис. 2. График зависимости значения  $\bar{\chi}_L^2$  от энергии для  $L = 11$  (штриховая кривая) и  $L = 14$  (сплошная кривая). Минимумы соответствуют энергиям  $E_{cm} = 17,3$  МэВ и  $E_{cm} = 24,2$  МэВ

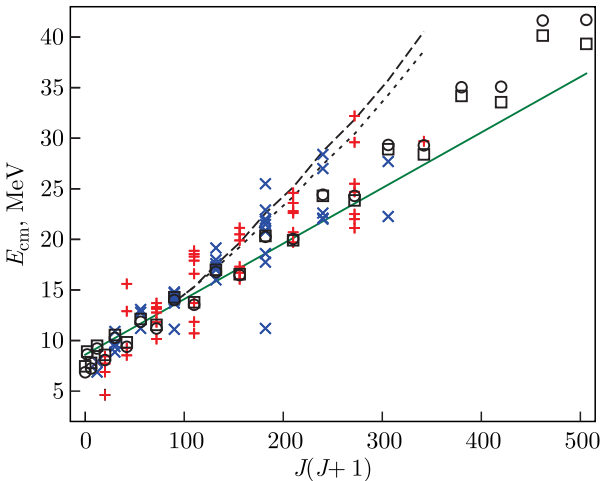


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Зависимость энергии состояний  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  в системе центра масс от величины  $J(J+1)$ . Красные и синие крестики — состояния с положительной и отрицательной четностью соответственно. Кружки и квадраты — состояния, рассчитанные в рамках потенциальной модели с параметрами  $WS_1^2$  и  $WS_2^2$  соответственно. Сплошная линия — универсальная параметризация [12]. Штриховая и пунктирная кривые — значения минимумов функции энергии для величины  $J = L$  (см. рис. 2) для оптических потенциалов  $WS_1^2$  и  $WS_2^2$  соответственно

## 2. АНАЛИЗ

Рассмотрим полученный результат с точки зрения однозначности определения углового момента состояний при сравнении углового распределения с полиномами Лежандра. Функция возбуждения реакции  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  была исследована в ряде работ [13–15] и продемонстрировала достаточно сильные осцилляции значений сечения с энергией. Однако корреляционные исследования показали [16], что значительным отклонением в спектре обладает только состояние с энергией порядка 19,7 МэВ. На основании сравнения с полиномами Лежандра этой аномалии был приписан угловой момент  $l = 14$ . Заметим, что это состояние хорошо совпадает с полосой  $G = 22$  [7]. Тем не менее на основе анализа угловых распределений было показано [17], что функция возбуждения должна содержать достаточно большое количество резонансов, образующих вращательные полосы. Это привело к приписыванию ряду достаточно узких и малозаметных состояний угловых моментов только исходя из сравнения с полиномами Лежандра.

На рис. 3 приведены имеющиеся данные о резонансах с известным угловым моментом в системе  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Как можно видеть, большинство состояний (за исключением нескольких низколежащих) группируются вблизи систематики, не демонстрируя расщепления с возможностью явно приписать состояния полосам с различным  $G$ . Также можно выделить ряд состояний, лежащих несколько выше. Эти состояния, в случае объединения их во вращательную полосу, будут иметь меньший момент инерции, чем предполагает потенциальная модель (даже в случае увеличения числа  $G$ ). С другой стороны, их положение хорошо совпадает с областями функции возбуждения, наилучшим образом соответствующими совпадению углового распределения с полиномами Лежандра. Основные кандидаты для таких состояний:  $9^-$ , 14,8, 14,4, 14,35 МэВ [20, 21],  $10^+$ , 18,3, 18,55, 18,87 МэВ [22–24],  $11^-$ , 17,29, 17,98, 19,15 МэВ [23, 24],  $12^+$ , 19,9, 20,5, 21,4 МэВ [14, 24, 25],  $13^-$ , 22,0, 22,9, 25,5 МэВ [14, 19, 26],  $14^+$ , 22,79, 23,6, 24,6 МэВ [13, 27],  $15^-$ , 25,5, 27,0, 28,4 МэВ [13, 26, 27],  $16^+$ , 29,6, 32,2 МэВ [15, 27]. Все указанные состояния отвечают достаточно большим сечениям для функции возбуждения. Уровни  $11^-$ ,  $14^+$  и с более высокими угловыми моментами были исследованы в рамках анализа угловых распределений упругого рассеяния под большими углами,  $12^+$  — из анализа углового распределения реакции  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^8\text{Be})$ ,  $9^-$  и  $13^-$  — из анализа сечения реакции и упругого рассеяния. Остальные уровни исследовались в реакциях как упругого, так и неупругого рассеяния, в том числе и из анализа полиномов корреляций распада компаунд-ядра. Отличительной особенностью этих уровней является их высокое положение по отношению к предсказаниям на основе систематики и потенциальной модели.

Как видно из положения минимумов функции  $\bar{\chi}_L^2(E)$ , имеется перекрытие как с рассмотренными выше состояниями, так и с более низко-



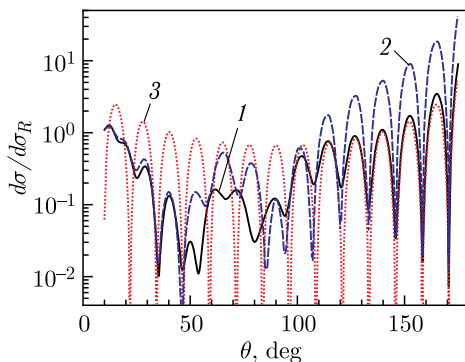


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Угловое распределение, получающееся в области минимума (см. рис. 2) для  $L = 14$ . Черная сплошная (1) и синяя штриховая (2) кривые — расчеты в рамках оптической модели, для полного набора парциальных волн и с исключением парциальной волны  $l = 14$ . Красная пунктирная кривая (3) — полином Лежандра 14-го порядка

спиновыми резонансами. При совпадении флуктуации или резонанса с малым угловым моментом и приведенной шириной с областью, демонстрирующей полиномиальную структуру под большими углами, может возникнуть ошибочная картина, подобная присутствию высокоспинового резонанса. В частности, рассмотрим поведение сечения в области энергий, отвечающих минимуму с  $L = 14$  на рис. 2. На рис. 4 показано соответствующее угловое распределение для рассеяния ядер  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  с потенциалом взаимодействия  $WS_2^2$  в сравнении с полиномом Лежандра 14-го порядка. Однако, совпадая с полиномом, данное модельное состояние не только не может быть однозначно описано как резонанс с угловым моментом 14, но и вообще может не содержать парциальной волны такого порядка, как это видно из рисунка.

Это приводит к необходимости более аккуратного подхода при определении положений и квантовых характеристик резонансов тяжелых ионов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе в рамках оптической модели исследована реакция рассеяния тяжелых ионов  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  и рассмотрены наблюдаемые в ней резонансные состояния. Тщательный анализ функции возбуждения данной реакции с применением в расчетах потенциалов на основе квадратичного потенциала Вудса–Саксона позволил выявить «ложные состояния». Такие состояния могут быть ошибочно идентифицированы как резонансы, принадлежащие вращательной полосе. Также в указанной реакции определены резонансы в оптическом потенциале и показано, что их положение слабо зависит от типа потенциала.

Работа была выполнена при поддержке грантом РФФИ (20-02-00295).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Goldberg V.Z., Rudakov V.P., Timofeev V.A.* //  $\alpha$ -Cluster Levels in  $^{16}\text{O}$  and  $^{20}\text{Ne}$  and the Surface Potential Well Model // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1974. V. 19. P. 253–265.
2. *Yamada T., Schuck P.* Dilute Multi- $\alpha$  Cluster States in Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. P. 024309.
3. *Buck B., Dover A.C., Vary J.P.* Simple Potential Model for Cluster States in Light Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1975. V. 11. P. 1803–1821.
4. *Michel F., Albinski J., Belery P., Delbar Th., Grégoire Gh., Tasiaux B., Reidemeister G.* Optical Model Description of  $\alpha + ^{16}\text{O}$  Elastic Scattering and Alpha-Cluster Structure in  $^{20}\text{Ne}$  // *Phys. Rev. C.* 1983. V. 28. P. 1904–1917.
5. *Buck B., Johnston J.C., Merchant A.C., Perez S.M.* // Unified Treatment of Scattering and Cluster Structure in  $\alpha$ +Closed Shell Nuclei:  $^{20}\text{Ne}$  and  $^{44}\text{Ti}$  // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 52. P. 1840–1844.
6. *Torilov S. Yu.* Energy Splitting of the States in the Rotational Bands in  $^{40}\text{Ca}$  // *Eur. Phys. J.* 2014. V. 50. P. 3.
7. *Ohkubo S., Yamashita K.* Parity-Doublet  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  Cluster Bands in  $^{28}\text{Si}$  // *Phys. Lett. B.* 2004. V. 578. P. 304–309.
8. *Nicoli M.P., Haas F., Freeman R.M., Szilner S., Basrak Z., Morsad A., Satchler G.R., Brandan M.E.* Detailed Study and Mean Field Interpretation of  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  Elastic Scattering at Seven Medium Energies // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 61. P. 034609.
9. *Buck B., Merchant A.C., Perez S.M.* Cluster Selection in Binary Nuclear Models // *Few-Body Syst.* 2000. V. 29. P. 53–60.
10. *Thompson I.J.* Coupled Reaction Channels Calculations in Nuclear Physics // *Phys. Rep.* 1988. V. 7. P. 167–212.
11. *Vertse T., Pál K.F., Balogh Z.* Gamow, a Program for Calculating the Resonant State Solution of the Radial Schrödinger Equation in an Arbitrary Optical Potential // *Comput. Phys. Commun.* 1982. V. 27. P. 309–322.
12. *Abbondanno U., Cindro N.* Resonances in Heavy-Ion Reactions: An Overview of Current Models // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 1993. V. 2. P. 1–37.
13. *Charles P., Auger F., Badawy I., Berthier B., Dost M., Gastebois J., Fernandez B., Lee S.M., Plagnol E.* Resonant Behaviour of the  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  Elastic Scattering Cross Section // *Phys. Lett. B.* 1976. V. 62. P. 289–292.
14. *Branford D., Nagorcka B.N., Newton J.O.* Further Evidence for Resonance Anomalies in the  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  System // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1977. V. 3. P. 1565–1575.
15. *Jachcinski C.M., Braun-Munzinger P., Berkowitz G.M., Freifelder R.H., Gai M., Renner T.R., Uhlhorn C.D.*  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  Resonances within the Strong Absorption Region for  $E_{\text{cm}} \geq 23$  MeV // *Phys. Rev. C.* 1980. V. 22. P. 101–103.
16. *Malmin R.E., Siemssen R.H., Sink D.A., Singh P.P.* Resonance in  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  Scattering at  $E_{\text{cm}} \approx 19.7$  MeV // *Phys. Rev. Lett.* 1972. V. 28. P. 1590–1593.
17. *Fröhlich H., Dück P., Treu W., Voit H.* Experimental Evidence for Dinuclear Structure of  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  Resonances in the Coulomb Barrier Region // *Phys. Rev. C.* 1983. V. 27. P. 578–583.
18. *Shawcross M., Curtis N., Catford W.N., Clarke N.M., Fulton B.R., Hall S.J., Murgatroyd J.T., Chappell S.P.J., Cowin R.L., Dillon G., Watson D.L.*

- Angular Correlations from the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  Breakup of  $^{28}\text{Si}$  and  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Breakup of  $^{24}\text{Mg}$  // *Phys. Rev. C*. 2001. V. 63. P. 03431.
19. *Fröhlich H., Dück P., Galster W., Treu W., Voit H., Witt H., Kuhn W., Lee S.M.* Oscillations in the Excitation Function for Complete Fusion of  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  at Low Energies // *Phys. Lett. B*. 1976. V. 64. P. 408–410.
  20. *Frawley A.D., Roy A., Fletcher N.R.* Transparency to the  $l = 9$  Partial Wave in the Region of the 14.7-MeV Resonance in  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 44. P. 1377–1380.
  21. *Soga F., Schimizu J., Kamitsubo H., Takahashi N., Takimoto K., Wada R., Fujisawa T., Wada T.* Intermediate Structures in  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  System through Alpha-Induced Reactions on  $^{24}\text{Mg}$  // *Phys. Rev. C*. 1978. V. 18. P. 2457–2464.
  22. *Eberhard K.A., Bohn H., Bernhardt K.G.* Narrow  $I^\pi = 10^+$  Resonance for  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  in the Region of Strong Absorption // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42. P. 432–436.
  23. *Hurd J.R., Fletcher N.R., Frawley A.D., Mateja J.F.* Intermediate Structures and Their Dominant  $l$  Values in  $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{20}\text{Ne}$  Reactions,  $E_{\text{cm}} = 11.5$  to 18.6 MeV // *Phys. Rev. C*. 1980. V. 22. P. 528–539.
  24. *James D.R., Fletcher R.N.* Energies and  $J$  Values of Resonances in  $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{20}\text{Ne}$  Reactions // *Phys. Rev. C*. 1979. V. 20. P. 560–568.
  25. *Kato N., Anai K., Tachikawa T., Fujita H., Kimura K., Sugimitsu T., Nakajima Y.* Spin Alignment in Resonant  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  Inelastic Scattering // *Phys. Lett. B*. 1983. V. 120. P. 314–318.
  26. *Chapuran T., Balamuth D.P., Wells W.R., Laymon C.M., Bybell D.P.* Angular Momenta of Intermediate Width Structures in  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  // *Phys. Rev. C*. 1986. V. 34. P. 2358–2361.
  27. *Katori K., Furuno K., Ooi T.* Enhancement of the Excitation Function for the  $0^+$ , 6.049-MeV State of  $^{16}\text{O}$  in the Reaction  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{16}\text{O}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 40. P. 1489–1493.