

УДК 539.17.013

## ИССЛЕДОВАНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ В СИСТЕМЕ $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$

© 2021 г. С. Ю. Ториллов<sup>1</sup>, \*, Н. А. Мальцев<sup>1</sup>, В. И. Жеребчевский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в редакцию 20.11.2020 г.

После доработки 28.12.2020 г.

Принята к публикации 27.01.2021 г.

Рассмотрены резонансные состояния в реакции  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  при низких энергиях взаимодействия (до 7.5 МэВ в системе центра масс). Поведение сечения слияния таких ядер рассматривается в рамках потенциальной модели, предсказывающей появление низколежащих молекулярных состояний.

DOI: 10.31857/S0367676521050252

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов, протекающих в суперновых и на поздних стадиях развития сверхмассивных звезд, требует учета горения углерода и кислорода. Для этого необходимо исследовать реакции их слияния при энергиях вблизи гамовского окна. Значительный успех в экспериментальных работах по изучению реакций слияния при столь малых энергиях позволил получить достаточно надежные значения астрофизического  $S$ -фактора для ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ . Одной из интересных особенностей полученных результатов было проявление резонансно-подобной структуры для сечения слияния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при энергиях  $E_{cm} < 6$  МэВ [1]. В [1] было показано, что наблюдаемую структуру можно объяснить флуктуацией сечения, когда ширина возникающих резонансов становится сравнимой со средним расстоянием между ними. Такой подход не только позволил удовлетворительно описать область возникновения резонансно-подобной структуры в реакции слияния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , но и предсказать область ее появления для других реакций с ядрами кислорода и углерода. Например, для реакции слияния  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  эта область должна быть ограничена энергией порядка 2 МэВ, в то время как экспериментальные данные указывают на ее присутствие вплоть до энергий порядка 7.5 МэВ. Таким образом, механизм, описанный в [1] не применим к реакции слияния  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  в области энергий 3–7.5 МэВ. В [2] появление таких состояний было рассмотрено с позиции модели AMD. Было предсказано существование нескольких полюсов и получены данные о положении нескольких

низколежащих резонансов с положительной четностью вблизи гамовского окна.

С другой стороны, система ядер  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  известна большим количеством резонансов, которые рассматриваются как члены вращательных полос и имеют молекулярный характер [3].

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В настоящей работе были рассмотрены процессы появления над- и подпороговых молекулярных резонансов в ядре  $^{28}\text{Si}$  при энергиях взаимодействия  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  вблизи гамовского окна. Это дало возможность описать резонансно-подобную структуру астрофизического  $S$ -фактора.

Для устранения указанной в [2] неоднозначности, связанной с выбором модели, описывающей реакцию  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , были наложены следующие условия на потенциал взаимодействия:

1) качественное описание углового распределения упругого рассеяния в области энергий, отвечающих малой вероятности квазиупругой передачи альфа-частицы;

2) описание в рамках потенциальной модели [4] наблюдаемых резонансов, приписываемых вращательной полосе, расположенной вблизи систематики Аббонданно [5];

3) согласие расчетов сечения слияния с экспериментальной величиной астрофизического  $S$ -фактора при энергиях больше 7.5 МэВ.

Действительная часть потенциала была выбрана в виде квадратичного вудс-саксоновского потенциала. Параметры потенциала были выбраны

согласно [6] для энергии 75 МэВ. Как было показано в [3], такой потенциал позволяет хорошо описать ряд высокоспиновых состояний в рамках потенциальной модели. Однако такой подход требует введения глобального квантового числа, определить которое по формуле Вильдермута можно не для всех потенциалов [7] и не для всех комбинаций кластер-кор [8], особенно в случае приближенного равенства их масс. По этой причине в данной работе рассматривается дополнительный потенциал с большей глубиной. Параметры потенциалов приведены в табл. 1. Глубина мнимого потенциала являлась свободным параметром при подгонке угловых распределений. Оба потенциала, в этом случае, дают хорошее согласие с известными угловыми распределениями в диапазоне энергий  $E_{cm} = 10\text{--}30$  МэВ, особенно в области больших углов, что может быть интерпретировано как следствие неоднозначности выбора оптического потенциала [9].

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлена зависимость сечения слияния от энергии для рассмотренных потенциалов, а также приведены экспериментальные данные [10–13]. Теоретическое значение сечения определялось в рамках метода связанных каналов [14] с действительным потенциалом. Как можно видеть, оба потенциала дают хорошее согласие с экспериментальными результатами, вплоть до минимальных известных на сегодняшний день значений вблизи гамовского окна. Следует отметить, что похожие результаты наблюдаются для достаточно широкого класса потенциалов, например, глубокого потенциала двойной свертки [15] или мелкого потенциала прямоугольной потенциальной ямы [16]. Однако в области низких энергий глубокий потенциал, как и модель прохождения через барьер [17], дают отклонения от экспериментальных значений  $S$ -фактора. С другой стороны, применение прямоугольной ямы может быть сопряжено с определенными трудностями при интерпретации полученных результатов [18].

Следуя подходу описания взаимодействия ядер в рамках потенциальной модели, развитому в [3, 4], рассмотрим возникающие для данных потенциалов резонансные и связанные состояния. Численное решение было получено с применением программы GAMOW [19]. Поскольку выбор глобального квантового числа для рассматриваемой системы затруднен, следует ориентироваться на описание существующих резонансов. Для потенциала WS1 [3] большинство наблюдаемых в системе  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  резонансов хорошо описываются вращательной полосой  $G = 22(23)$  для четных (нечетных) состояний. Аналогичные результаты получаются для потенциала WS2, когда  $G = 24(25)$ . Мо-

**Таблица 1.** Параметры потенциала

Параметр	$V_0$ , МэВ	$r_0$ , фм	$a$ , фм
WS1	305	0.832	1.4
WS2	320	0.87	1.3

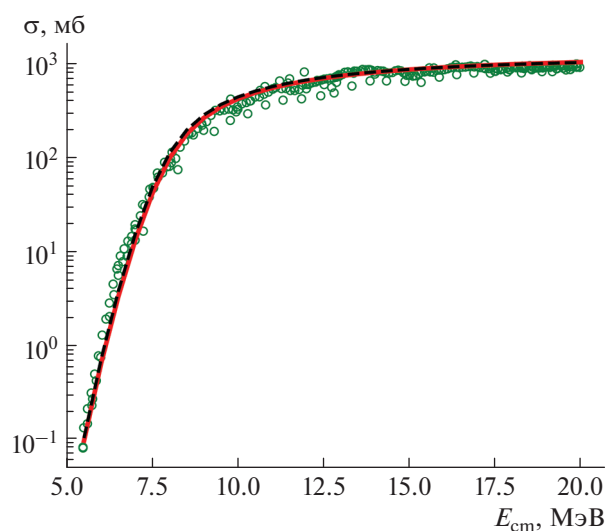
**Таблица 2.** Параметры полос

Параметр	WS1	WS2	Систематика [5]
$E(0)$ , МэВ	6.9	7.5	8.6
Параметр момента инерции, кэВ	71.3	67.2	55.0

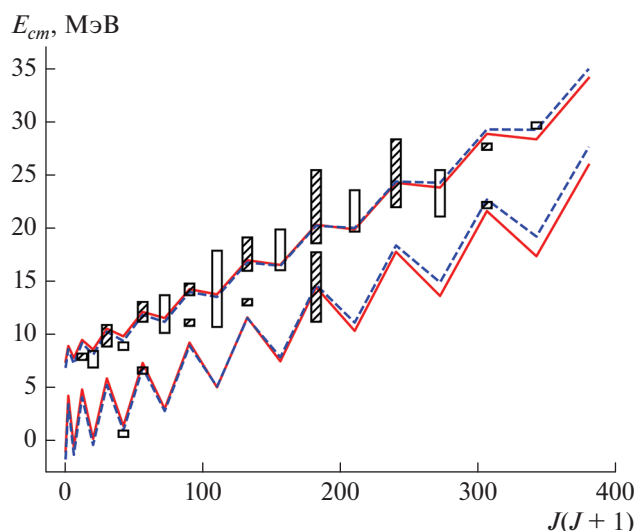
мент инерции для таких вращательных полос, как и значение для средней энергии ( $0^+ - 0^-$ ) состояний  $E(0)$  хорошо совпадают с систематикой [5]. Данные усреднения по возникающему расщеплению по четности представлены в табл. 2.

Таким образом, можно предположить, что эти потенциалы эквивалентно описывают высоколежащие вращательные полосы с большим значением углового момента. В случае если существует низколежащая полоса, она должна иметь близкий параметр момента инерции, а ее головной уровень должен располагаться либо вблизи энергии связи  $-16.76$  МэВ, либо вблизи порога.

Для полосы первого типа оба потенциала предсказывают состояния с сильным расщеплением по четности (порядка 7 МэВ), с  $G = 18(20)$  для WS1 и  $20(21)$  для WS2. Уровни положительной четности образуют полосу основного состояния в ядре  $^{28}\text{Si}$  со сплюснутой деформацией, имеющую гораздо меньший момент инерции [20]. От-



**Рис. 1.** Сечение слияния  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Кружки – экспериментальные данные. Сплошная линия – расчет для потенциала WS2, пунктир – для потенциала WS1.



**Рис. 2.** Положение резонансов в системе  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Прямоугольниками обозначены области фрагментации, полученные из экспериментальных данных. Сплошная линия – расчет в рамках потенциальной модели для WS2, пунктир – для потенциала WS1.

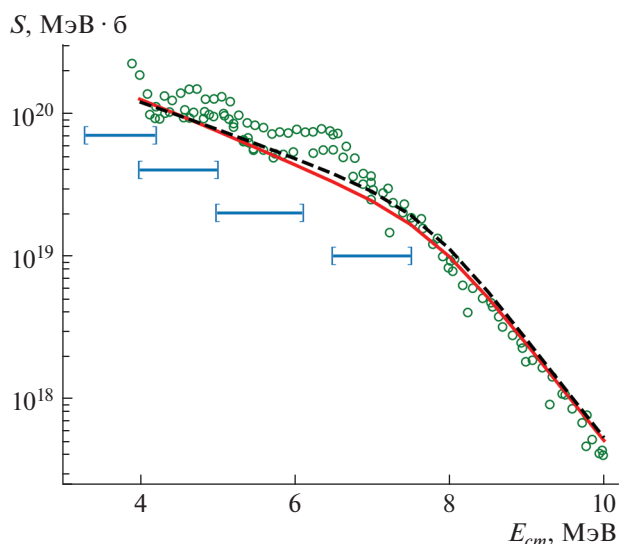
метим, что состояния с отрицательной четностью, которые можно рассматривать в качестве кандидатов для данной полосы, несмотря на очень хорошее совпадение по энергии, как предполагается, не принадлежат определенной полосе.

Полосы второго типа  $G = 20(21)$  для WS1 и  $G = 22(23)$  для WS2 в обоих случаях имеют параметр момента инерции порядка 600 кэВ и расщепление по четности порядка 5 МэВ. Поскольку усредненное значение  $E(0)$  составляет порядка 1 МэВ, часть низкспиновых состояний ( $0^+$ ,  $2^+$  и  $4^+$  для WS1 и  $0^+$ ,  $2^+$  для WS2) расположены ниже порога.

На рис. 2 показано сравнение положения резонансов, полученных в рамках потенциальной модели, с реферативными данными для которых указаны границы фрагментированных состояний [21–24]. Как можно видеть, имеется несколько состояний, расположенных вблизи предсказанных резонансов для низколежащих полос. Состояния  $1^-$ – $7^-$  расположены непосредственно над порогом и, с одной стороны, имеют уже достаточно высокую энергию возбуждения для их экспериментального обнаружения. С другой стороны, эти состояния не перекрываются с состояниями вышележащей полосы и с состояниями положительной четности.

Как и в случае высоколежащих состояний, такие квазимолекулярные резонансы могут приводить к осцилляциям сечения слияния. На рис. 3 представлена зависимость  $S$ -фактора, рассчитанного как:

$$S(E) = \sigma_r E \exp[2\pi\eta(E)], \quad (1)$$



**Рис. 3.** Астрофизический  $S$ -фактор для реакции  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Сплошная линия – расчет для потенциала WS2, пунктир – для потенциала WS1. Горизонтальными линиями указан интервал для состояний (слева направо)  $1^-$ ,  $3^-$ ,  $5^-$ ,  $7^-$ .

где  $\sigma_r$  – сечение реакции,  $\eta(E)$  – параметр Зоммерфельда.

Сплошной линией и пунктиром показаны расчеты для потенциалов WS2 и WS1. Обе кривые хорошо описывают экспериментальный результат в предположении, что сечение в данной области может быть представлено в виде:

$$\sigma_r = \sigma_{res} + \sigma_{non}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{res}$  – сечение резонансных процессов, а  $\sigma_{non}$  – сечение нерезонансного взаимодействия, которое может быть воспроизведено в рамках модели связанных каналов [14].

Для системы  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  одночастичные состояния, предсказанные в [1], должны наблюдаться вплоть до энергий порядка  $E_{cm} = 2$  МэВ. Однако экспериментальные результаты указывают на существование резонансов в области 3–7.5 МэВ [25, 26] с, возможно, молекулярной природой. Как можно видеть, в этой области расположены низколежащие резонансные состояния с отрицательной четностью.

Стоит заметить, что используемая модель не позволяет однозначно идентифицировать положения резонансов. В рассматриваемой области энергий возбуждения различия предсказаний для двух потенциалов составляет порядка 700 кэВ, что сравнимо с предполагаемым расстоянием между уровнями. В табл. 3 приведены результаты расчетов энергий низколежащих состояний с примерными

Таблица 3. Резонансы в системе  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ 

Эксп. [25, 26], МэВ	WS1, МэВ, $J^\pi$	WS2, МэВ, $J^\pi$
	3.4, $1^-$	
3.9	4.1, $3^-$	4.2, $1^-$
4.9	5.2, $5^-$	4.8, $3^-$
6.1		5.9, $5^-$
6.6	6.8, $7^-$	
7.2		7.3, $7^-$

положениями возможных максимумов экспериментального сечения.

Приведенные результаты указывают лишь приблизительную область появления молекулярных состояний как вследствие рассмотренной в работе неоднозначности выбора параметров потенциала, так и возможной зависимости потенциала от энергии.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были рассмотрены молекулярные состояния, возникающие в глубоких потенциалах при взаимодействии ядер  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Было показано, что кроме установленного в [3] соответствия предсказанных потенциальной моделью молекулярных резонансов с хорошо известными высоколежащими состояниями в ядре  $^{28}\text{Si}$ , низколежащие состояния можно отождествить с наблюдаемой резонансо-подобной структурой в области малых энергий на границе гаммовского окна.

Работа поддержана РФФИ (проект № 20-02-00295).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Jiang C.L., Back B.B., Esbensen H. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No. 072701.
- Taniguchi Y., Kimura M. // Phys. Lett. B. 2020. V. 800. Art. No. 135086.
- Ohkubo S., Yamashita K. // Phys. Lett. B. 2004. V. 578. Art. No. 304.
- Buck B., Dover C.B., Vary J.P. // Phys. Rev. C. 1975. V. 11. Art. No. 1803.
- Abbondanno U., Cindro N. // Int. J. Mod. Phys. E. 1993. V. 2. P. 1.
- Nicoli M.P., Haas F., Freeman R.M. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. Art. No. 034609.
- Ohkubo S. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. Art. No. 1186.
- Buck B., Merchant A.C., Horner M.J., Perez S.M. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 673. P. 157.
- Igo G. // Phys. Rev. 1959. V. 115. Art. No. 1665.
- Christensen P.R., Switkowski Z.E., Dayras R.A. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 280. P. 189.
- Cujec B., Barnes C.A. // Nucl. Phys. A. 1976. V. 266. P. 461.
- deSouza R.T., Hudan S., Oberacker V.E. // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. Art. No. 014602.
- Patterson J.R., Nagorcka B., Symons G., Zuk W. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 165. P. 545.
- Hagino K., Rowley N., Kruppa A.T. // Comp. Phys. Commun. 1999. V. 123. P. 143.
- Kocak G. // Canad. J. Phys. 2019. V. 97. P. 803.
- Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1975. V. 13. P. 69.
- Yakovlev D.G., Gasques L.R., Afanasjev A.V. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. Art. No. 035803.
- Ogura R., Hagino K., Bertulani C.A. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 065808.
- Vertse T., Pal K.F., Balogh Z. // Comp. Phys. Commun. 1982. V. 27. P. 309.
- Jenkins D.G., Lister C.J., Carpenter M.P. et al. // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. Art. No. 064308.
- Kubono S., Morita K., Tanaka M.H. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 457. P. 461.
- Ashwood N.I., Murgatroyd J.T., Clarke N.M. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. Art. No. 034315.
- Cindro N. // Riv. Nuovo Cimento. 1981. V. 4. P. 1.
- Shawcross M., Curtis N., Catford W.N. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. Art. No. 034311.
- Fang X., Tan W.P., Beard M. et al. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 045804.
- Patterson J.R., Nagorcka B.N., Symons G.D. et al. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 165. P. 545.

## Studies of the low energy resonances in the $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ system

S. Yu. Torilov<sup>a,\*</sup>, N. A. Maltsev<sup>a</sup>, V. I. Zhrebchevsky<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia

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

The resonance-like behavior of the fusion cross section of  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  at low energies (less than 7.5 MeV in c.m.) has been considered. An explanation is proposed within the framework of a potential model predicting the origin of low-lying molecular states.