

С. Б. ДУБОВИЧЕНКО, Д. Н. АДильБЕКОВ, А. С. ТКАЧЕНКО

(Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова НЦ КИТ НКА РК, г. Алматы)

**РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ ПРОТОНА НА  $^{10}\text{B}$ . II**

**Аннотация.** Рассмотрена возможность описания полных сечений радиационного  $p^{10}\text{B}$ -захвата в модифицированной потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями при астрофизических энергиях. Для определения наличия и количества запрещенных состояний в каждой парциальной волне использовалась классификация орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга. Потенциал связанного состояния строился на основе описания характеристик основного состояния ядра  $^{11}\text{C}$ . Потенциалы непрерывного спектра согласованы с фазами упругого  $p^{10}\text{B}$ -рассеяния при энергиях до 1 МэВ. Используемая модель и методы построения потенциалов позволяют в целом правильно передать общее поведение экспериментальных сечений радиационного  $p^{10}\text{B}$ -захвата.

**Ключевые слова:** ядерная физика, реакция радиационного захвата,  $p^{10}\text{B}$  система.

**Тірек сөздер:** ядролық физика, радиациялық кармау реакциясы,  $p^{10}\text{B}$  жүйесі.

**Keywords:** nuclear physics, radiative capture reaction,  $p^{10}\text{B}$  system.

Продолжая рассмотрение процесса радиационного захвата  $p^{10}\text{B}$ , остановимся на классификации орбитальных состояний в этой системе.

**Классификация  $p^{10}\text{B}$  состояний по схемам Юнга**

Рассмотрим далее классификацию кластерных состояний в  $p^{10}\text{B}$ -системе. Предположим, что для  $^{10}\text{B}$  можно принять орбитальную схему Юнга в виде  $\{442\}$  [1], поэтому для  $p^{10}\text{B}$ -системы имеем  $\{1\} \times \{442\} \rightarrow \{542\} + \{443\} + \{4421\}$  [2]. Первая из полученных схем совместима с орбитальными моментами  $L = 0, 2, 3, 4$  и является запрещенной, поскольку в  $s$ -оболочке не может быть пять нуклонов, вторая схема разрешена и совместима с орбитальным моментом  $L = 1, 2, 3, 4$ , а третья, также разрешенная, совместима с  $L = 1, 2, 3$  [2]. Будем для определенности считать далее, что ЗС в  $S$ -волне является связанным.

Заметим, что отсутствие таблиц произведения схем Юнга для числа частиц 10 и 11 делает невозможным точную классификацию кластерных состояний в рассматриваемой системе частиц. Однако даже столь качественная оценка орбитальных симметрий позволяет определить наличие ЗС в  $S$  и  $D$ -волнах и отсутствие ЗС для  $P$ -состояний. Именно такая структура ЗС и РС в разных парциальных волнах позволяет далее построить потенциалы межкластерного взаимодействия необходимые для расчетов полных сечений рассматриваемой реакции радиационного захвата.

Таким образом, ограничиваясь только низшими парциальными волнами с орбитальным моментом  $L = 0, 1$  и  $2$  можно сказать, что для  $p^{10}\text{B}$ -системы в потенциалах  $P$ -волн присутствует только разрешенное связанное состояние, а в  $S$  и  $D$ -волнах имеется запрещенное связанное состояние. Разрешенное в  $D$ -волне состояние не обязательно должно быть связанным и может находиться в непрерывном спектре. Разрешенное состояние в  ${}^6P_{3/2}$ -волне, соответствует ОС  $^{11}\text{C}$  с  $J^{\pi}, T = 3/2, 1/2$  и находится при энергии связи  $p^{11}\text{B}$ -системы  $-8.6894$  МэВ [7].

Обратим внимание, что  $P$  волна, в которой присутствует ОС, соответствует двум разрешенным схемам Юнга  $\{443\}$  и  $\{4421\}$ . Ситуация здесь аналогична системе  $\text{N}^2\text{H}$  [4], когда потенциалы для процессов рассеяния зависят от двух схем Юнга, а для ОС только от одной. Поэтому и здесь будем считать, что потенциал ОС соответствует одной схеме  $\{443\}$  [2,4]. В результате потенциалы СС и процессов рассеяния оказываются различными, поскольку зависят от разного набора схем Юнга.

**Построение потенциалов  $p^{10}\text{B}$  взаимодействия**

Остановимся теперь более подробно на процедуре построения используемых здесь межкластерных парциальных потенциалов при заданном орбитальном моменте  $L$  в виде гауссова центрального потенциала, определив критерии и последовательность нахождения параметров и указав их ошибки и неоднозначности. В первую очередь находятся параметры потенциалов СС,

которые при заданном числе разрешенных и запрещенных в данной парциальной волне состояний фиксируются вполне однозначно по энергии связи, радиусу ядра и асимптотической константе (АК) в рассматриваемом канале. Точность, с которой таким образом определяются параметры потенциала СС, связана, в основном, с точностью АК, которая обычно составляет  $10 \div 20\%$ , поскольку точность определения зарядового радиуса, как правило, намного выше –  $3 \div 5\%$ . Других неоднозначностей, свойственных оптической модели (ОМ) [3], такой потенциал не содержит, поскольку классификация состояний по схемам Юнга позволяет однозначно фиксировать число СС, запрещенных или разрешенных в данной парциальной волне, которое полностью определяет его глубину, а ширина потенциала целиком зависит от величины АК [4,5].

Межкластерный потенциал нерезонансного процесса рассеяния по фазам рассеяния при заданном числе СС, разрешенных и запрещенных в рассматриваемой парциальной волне, также строится вполне однозначно. Точность определения параметров такого потенциала связана, в первую очередь, с точностью извлечения фаз рассеяния из экспериментальных данных и может достигать  $20 \div 30\%$ . Такой потенциал также не содержит неоднозначностей, поскольку классификация состояний по схемам Юнга позволяет однозначно фиксировать число СС, которое полностью определяет его глубину, а ширина потенциала при заданной глубине определяется формой фазы рассеяния. При построении нерезонансного потенциала рассеяния по данным о спектрах ядра в определенном канале сложно оценить точность нахождения его параметров даже при заданном числе СС, хотя можно, по-видимому, надеяться, что она имеет величину, как в предыдущем случае. Такой потенциал, как обычно предполагается для области энергий до 1 МэВ, должен приводить к фазе рассеяния близкой к нулю или давать плавно спадающую форму фазы, поскольку в спектрах ядра отсутствуют резонансные уровни. При анализе резонансного рассеяния, когда в рассматриваемой парциальной волне при энергиях ниже 1 МэВ присутствует резонанс, при заданном числе СС, потенциал также строится полностью однозначно. При заданном числе СС его глубина однозначно фиксируется по резонансной энергии уровня, а ширина полностью определяется шириной такого резонанса. Ошибка его параметров обычно не превышает ошибки определения ширины такого уровня и составляет обычно  $3 \div 5\%$ . Причем это относится и к построению парциального потенциала по фазам рассеяния и определению его параметров по резонансу в спектрах ядра [6].

В результате все потенциалы не содержат неоднозначностей, свойственных ОМ [3], содержат не очень большие ошибки своих параметров и позволяют, как правило, правильно описывать полные сечения процессов радиационного захвата, без привлечения такого понятия, как спектроскопический фактор  $S_f$ , т.е. его величина просто принималась равной единице. Иначе говоря, при рассмотрении реакции захвата в МПКМ для потенциалов согласованных в непрерывном спектре с характеристиками процессов рассеяния, которые учитывают резонансную форму фаз, и дискретного спектра, описывающих основные свойства СС ядра уже не требуется вводить дополнительный множитель  $S_f$ . По-видимому, все присутствующие в реакции эффекты, включая вероятность кластерной конфигурации, определяемой коэффициентом  $S_f$ , учитываются при таком построении потенциалов межкластерного взаимодействия. Это оказывается возможным потому, что потенциалы строятся с учетом структуры ЗС и на основе описания наблюдаемых, т.е. экспериментальных характеристик взаимодействующих кластеров в начальном канале и образовавшегося в конечном состоянии некоторого ядра при описании его кластерной структурой, состоящей из начальных частиц. Тем самым присутствие эффектов, которые дает коэффициент  $S_f$ , уже учитывается в волновых функциях СС кластеров, определяемых на основе полученных потенциалов при решении уравнения Шредингера

$$\chi''_L(r) + [k^2 - V(r) - V_{\text{coul}}(r) - L(L+1)/r^2] \chi_L(r) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $V(r)$  – межкластерный ядерный потенциал,  $V_{\text{coul}}(r)$  – кулоновский потенциал,  $k$  – волновое число, определяемое энергией  $E$  взаимодействия частиц и равно  $k^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2} E$ , а константа  $\hbar^2 / m_0$ , где  $m_0$  – атомная единица массы (а.е.м.), обычно принимается равной  $41.4686 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^2$ . Для

построения центральных межкластерных потенциалов используем гауссов вид взаимодействия  $V(r) = -V_0 \exp(-\alpha r^2)$

с точечным кулоновским членом  $V_c(\text{МэВ}) = 1.439975 \frac{Z_1 Z_2}{r(\text{Фм})}$ . Поскольку в  ${}^8S_{7/2}$ -волне рассеяния

не наблюдается резонансов, рассмотрим для нее потенциал с ЗС, приводящий в области энергий до 1 МэВ практически к нулевым фазам рассеяния

$$V_0 = 170.0 \text{ МэВ и } \alpha = 0.5 \text{ Фм.} \quad (2)$$

Такой потенциал дает фазы рассеяния менее  $0.1^\circ$  в области энергии до 1 МэВ. Поскольку в будущем мы можем рассматривать  $E1$ -переходы из  ${}^6S_{5/2}$  и  ${}^8S_{7/2}$ -волн рассеяния не только на  ${}^6P_{3/2}$  ОС, но и на второе  ${}^{6+8}P_{5/2}$ , третье  ${}^6P_{3/2}$  и пятое  ${}^{6+8}P_{7/2}$  ВС, то получим вначале потенциалы этих СС.

Как уже говорилось, основное состояние находится при энергии связи -8.6894 МэВ в  $p^{10}$ -канале и имеет момент  $3/2$ , являясь чистым по спину с  $S = 5/2$   ${}^6P_{3/2}$ -уровнем [7]. Поскольку нам не удалось найти данные по зарядовому радиусу  ${}^{11}\text{C}$ , будем считать, что он мало отличается от радиуса  ${}^{11}\text{B}$ , равного 2.43(11) Фм [10]. Радиус  ${}^{10}\text{B}$  известен и равен 2.4277(499) Фм [9], а радиус протона имеет величину 0.8775(51) Фм [9]. В результате получены параметры потенциала  ${}^6P_{3/2}$  ОС без ЗС, как это следует из приведенной выше классификации ЗС и РС по схемам Юнга для  $p^{10}$ -системы

$$V_0 = 337.1459 \text{ МэВ и } \alpha = 1.0 \text{ Фм.} \quad (3)$$

Он приводит к зарядовому радиусу 2.32 Фм, энергии связи -8.6894 МэВ при точности  $10^{-4}$  [11] и АК равной 1.16 на интервале 2-10 Фм. Фаза рассеяния такого потенциала плавно спадает от  $180^\circ$  при нулевой энергии до  $179^\circ$  при 1 МэВ. Нами используется безразмерная величина АК, определяемая через функции Уиттекера в виде [12]

$$R_{JL}(r) = \frac{\chi_{JL}(r)}{r} = \sqrt{2k_0} C_W W_{-\eta L+1/2}(2k_0 r).$$

В работе [13] для квадрата АК ОС приводится величина 8.9(8)  $\text{Фм}^{-1}$ , которая содержит множитель «6» связанный с перестановкой нуклонов [14]. Тогда для размерной АК получаем 1.22(5)  $\text{Фм}^{-1/2}$  [13]. Поскольку  $\sqrt{2k_0} = 1.11$ , то для безразмерной величины АК имеем 1.10(5), что хорошо согласуется с полученной выше величины.

Второе ВС имеет энергию -4.3708 относительно порога  $p^{10}$ -канала с моментом  $5/2$  и является  ${}^{6+8}P_{5/2}$ -уровнем [8]. Для параметров такого потенциала получим

$$V_0 = 1458.6185 \text{ МэВ и } \alpha = 5.0 \text{ Фм.} \quad (4)$$

Потенциал приводит к радиусу 2.28 Фм, энергии связи -4.3708 МэВ и АК равной 0.48(1) на интервале 2-13 Фм. Фаза рассеяния потенциала (4) плавно спадает до  $179^\circ$  при 1 МэВ.

В работе [13] для квадрата АК этого ВС приводится величина 1.14(11)  $\text{Фм}^{-1}$ , которая также содержит множитель «6» связанный с перестановкой нуклонов [14]. Тогда для размерной АК получаем 0.44(2)  $\text{Фм}^{-1/2}$ . Поскольку  $\sqrt{2k_0} = 0.94$ , то для безразмерной величины АК имеем 0.47(2), что также хорошо согласуется с полученной выше величины.

Третье ВС имеет энергию -3.8854 относительно порога  $p^{10}$ -канала с моментом  $3/2$ , являясь чистым  ${}^6P_{3/2}$ -уровнем [8]. Для этого потенциала получим

$$V_0 = 891.8045 \text{ МэВ и } \alpha = 3.0 \text{ Фм.} \quad (5)$$

Он приводит к зарядовому радиусу 2.29 Фм, энергии связи в  $p^{10}$ -канале равной -3.8854 МэВ и АК равной 0.57(1) на интервале 2-12 Фм. Фаза рассеяния потенциала (4) плавно спадает до  $179^\circ$  при 1 МэВ.

Пятое ВС имеет энергию  $-2.2114$  МэВ относительно порога  $p^{10}\text{В}$ -канала с моментом  $7/2^-$ , являясь  ${}^{6+8}P_{7/2}$ -уровнем [8]. Практически не изменяя ширину, для глубины потенциала получим

$$V_0 = 741.981 \text{ МэВ и } \alpha = 2.5 \text{ Фм.} \quad (6)$$

Потенциал приводит к зарядовому радиусу  $2.31$  Фм, энергии связи в  $p^{10}\text{В}$ -канале равной  $-2.1114$  МэВ и АК равной  $0.56(1)$  на интервале  $2-15$  Фм. Фаза рассеяния потенциала (5) плавно спадает до  $179^\circ$  при  $1$  МэВ. В работе [13] для квадрата АК этого ВС приводится величина  $1.28(11)$  Фм $^{-1}$ , которая также содержит множитель «6» связанный с перестановкой нуклонов. Тогда для размерной АК получаем  $0.46(2)$  Фм $^{-1/2}$ . Поскольку  $\sqrt{2k_0} = 0.79$ , то для безразмерной величины АК имеем  $0.58(2)$ , что вполне согласуется с полученной выше величины.

Далее удастся построить и потенциал для  ${}^6S_{5/2}$ -резонанса, который находится при  $0.010(2)$  МэВ в л.с. с моментом  $J = 5/2^+$  при ширине  $16(1)$  кэВ в л.с. и соответствует уровню  $8.699$  МэВ ядра  ${}^{11}\text{С}$  [8]. Он имеет параметры

$$V_0 = 49.8 \text{ МэВ и } \alpha = 0.088 \text{ Фм,} \quad (7)$$

содержит ЗС и, как будет видно далее, практически правильно передает положение резонанса в полных сечениях радиационного  $p^{10}\text{В}$ -захвата при самых низких энергиях.

Можно построить и  ${}^6S_{5/2}$ -потенциал, содержащий резонанс при  $0.56(60)$  МэВ в л.с. с моментом  $J = 5/2^+$  при ширине  $550(100)$  кэВ в л.с., который соответствует уровню  $9.200(50)$  МэВ ядра  ${}^{11}\text{С}$  [8]. Он имеет параметры

$$V_0 = 18.293 \text{ МэВ и } \alpha = 0.033 \text{ Фм,} \quad (8)$$

содержит ЗС, правильно передает энергию резонанса  $560(1)$  кэВ при ширине  $570(5)$  кэВ, а его фаза показана на рис.1 непрерывной кривой. Величина фазы рассеяния при резонансной энергии равна  $90.0^\circ(5)$ .

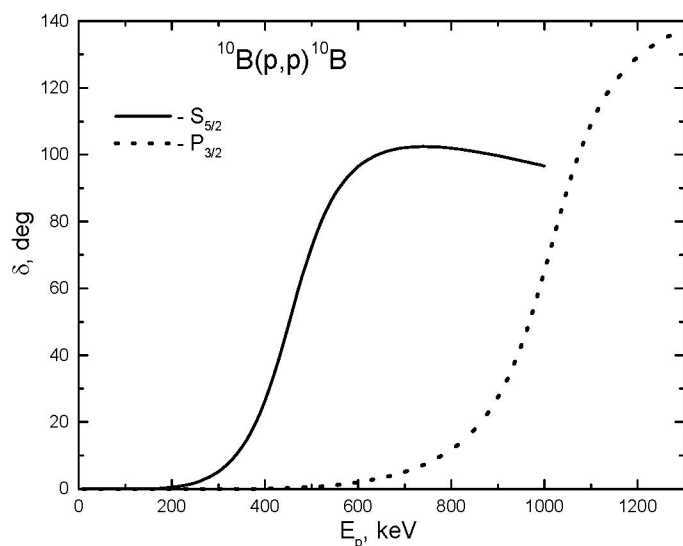


Рисунок 1 –  $S_{5/2}$ ,  $P_{3/2}$  и  $D_{5/2}$ -фазы упругого  $p^{10}\text{В}$ -рассеяния при низких энергиях.

Для  ${}^6P_{3/2}$ -резонанса при  $1.050(60)$  МэВ с шириной  $230(50)$  кэВ в л.с. получены пара-метры потенциала без ЗС

$$V_0 = 31.5 \text{ МэВ и } \alpha = 0.1 \text{ Фм.} \quad (9)$$

Такой потенциал приводит к резонансу при  $1050(1)$  кэВ с шириной  $250(5)$  кэВ, а его фаза показана на рис.1 точечной кривой. Фазы всех остальных  ${}^{6+8}P$ -потенциалов рассеяния будем считать близкими к нулю, поскольку они не содержат резонансов и ЗС. Иначе говоря, глубину всех других  $P$ -потенциалов можно просто считать равной или близкой к нулю.

Таким образом, выше были получены потенциалы для всех фаз рассеяния и СС (ОС и ВС), которые могут потребоваться далее для выполнения расчетов  $E1$  и  $M1$ -переходов

при радиационном  $p^{10}\text{В}$ -захвате. Потенциалы удовлетворяют классификации ЗС и РС по схемам Юнга [15], а их фазы подчиняются обобщенной теореме Левинсона [16].

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Дубовиченко С.Б. Радиационный  $n^{10}\text{B}$  захват при тепловых и астрофизических энергиях // Изв. ВУЗов Физика -2014. (В печати).
- 2 Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука. – 1969. – 414 с.
- 3 Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат. – 1966. – 230 с.
- 4 Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы Вселенной. Изд. второе, исправленное и дополненное. Серия «Казахстанские космические исследования». Т.7. Алматы: А-три, – 2011. – 402 с.
- 5 Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burkova N.A. Neutron radiative capture by  $^2\text{H}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$  and  $^{13}\text{C}$  at astrophysical energies // Int. Jour. Mod. Phys. – 2013. – V.E22. – P. 1350028(1-52).
- 6 Дубовиченко С.Б. Захват нейтронов легкими ядрами при астрофизических энергиях // ЭЧАЯ- 2013. – Т.44. – № 5.
- 7 Ajzenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei  $A = 11, 12$  // Nucl. Phys. – 1990. – V.A506. – P.1.
- 8 Kelley J.H. et al. Energy Levels of Light Nuclei  $A = 11$  // Nucl. Phys. – 2012. – V.A880. – P.88.
- 9 <http://cdfc.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radchartnucl.cgi?zmin=0&zmax=14&tdata=123456>.
- 10 [http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?rp|search\\_for=atomnuc!](http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?rp|search_for=atomnuc!)
- 11 Дубовиченко С.Б. Методы расчета ядерных характеристик. Ядерные и термоядерные процессы. Изд. второе, исправленное и дополненное. Germany, Saarbrucken: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG. – 2012. – 425с.
- 12 Plattner G.R., Viollier R.D. Coupling constants of commonly used nuclear probes // Nucl. Phys. – 1981. – V.A365. – P.8-12.
- 13 Artemov S.V. et al. Estimates of the astrophysical S-factors for proton radiative capture by  $^{10}\text{B}$  and  $^{24}\text{Mg}$  nuclei using the ancs from proton transfer reactions // Int. Jour. Mod. Phys. – 2010. – V.E19. – P.1102-1108.
- 14 Блохинцев Л.Д., Борбей И., Долинский Э.И. Ядерные вершинные константы // ЭЧАЯ -1977. – Т. 8. – С. 1189.
- 15 [http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?rp|search\\_for=atomnuc!](http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?rp|search_for=atomnuc!)
- 16 Немец О.Ф. и др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наукова Думка. – 1988. – 488 с.

## REFERENCES

- 1 Dubovichenko S.B. *Radiacionnyj  $n^{10}\text{B}$  zahvat pri teplovyh i astrofizicheskikh jenergijah*. *Izv. VUZov Fizika*, **2014** (in Russ.).
- 2 Neudachin V.G., Smirnov Ju.F. *Nuklonnye associacii v legkih jadrah*. M.: Nauka. **1969**. 414 p. (in Russ.).
- 3 Hodgson P.E. *Opticheskaja model' uprugogo rassejanija*. M.: Atomizdat. **1966**. 230 p. (in Russ.).
- 4 Dubovichenko S.B. *Termojadernye processy Vselennoj. Izd. vtoroe, ispravlennoe i dopolnennoe. Serija «Kazahstanskije kosmicheskie issledovanija»*. T.7. Almaty: A-tri, **2011**. 402 p. (in Russ.).
5. Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burkova N.A. *Neutron radiative capture by  $^2\text{H}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$  and  $^{13}\text{C}$  at astrophysical energies*. *Int. Jour. Mod. Phys.* **2013**. V.E22. P. 1350028(1-52).
- 6 Dubovichenko S.B. *Zahvat nejtronov legkimi jadrami pri astrofizicheskikh jenergijah*. *JeChAJa* **2013**. T.44. № 5. (in Russ.).
- 7 Ajzenberg-Selove F. *Energy Levels of Light Nuclei  $A = 11, 12$* . *Nucl. Phys.* **1990**. V.A506. P.1.
- 8 Kelley J.H. et al. *Energy Levels of Light Nuclei  $A = 11$* . *Nucl. Phys.* **2012**. V.A880. P.88.
- 9 <http://cdfc.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radchartnucl.cgi?zmin=0&zmax=14&tdata=123456>.
- 10 [http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?rp|search\\_for=atomnuc!](http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?rp|search_for=atomnuc!)
- 11 Dubovichenko S.B. *Metody rascheta jadernyh harakteristik. Jadernye i termojadernye processy. Izd. vtoroe, ispravlennoe i dopolnennoe. Germany, Saarbrucken: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG.* **2012**. 425 p. (in Russ.).
- 12 Plattner G.R., Viollier R.D. *Coupling constants of commonly used nuclear probes*. *Nucl. Phys.* **1981**. V.A365. P.8-12.
- 13 Artemov S.V. et al. *Estimates of the astrophysical S-factors for proton radiative capture by  $^{10}\text{B}$  and  $^{24}\text{Mg}$  nuclei using the ancs from proton transfer reactions*. *Int. Jour. Mod. Phys.* **2010**. V.E19. P.1102-1108.
- 14 Blohincev L.D., Borbej I., Dolinskij Je.I. *Jadernye vershinnye konstanty*. *JeChAJa* **1977**. T. 8. S. 1189. (in Russ.).
- 15 [http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?rp|search\\_for=atomnuc!](http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?rp|search_for=atomnuc!)
- 16 Nemeц O.F. i dr. *Nuklonnye associacii v atomnyh jadrah i jadernye reakcii mnogonuklonnyh peredach*. Kiev: Naukova Dumka. **1988**. 488 p. (in Russ.).

### Резюме

*С. Б. Дубовиченко, Д. Н. Адильбеков, А. С. Ткаченко*

(Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова НИЦКИТ НКА РК, г. Алматы)

#### РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ ПРОТОНА НА $^{10}\text{B}$ . II

Рассмотрена возможность описания полных сечений радиационного  $p^{10}\text{B}$ -захвата в модифицированной потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями при астрофизических энергиях. Для определения наличия и количества запрещенных состояний в каждой парциальной волне использовалась классификация орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга. Потенциал связанного состояния строился на основе описания характеристик основного состояния ядра  $^{11}\text{C}$ . Потенциалы непрерывного спектра согласованы с фазами упругого  $p^{10}\text{B}$ -рассеяния при энергиях до 1 МэВ. Используемая модель и методы построения потенциалов позволяют в целом правильно передать общее поведение экспериментальных сечений радиационного  $p^{10}\text{B}$ -захвата.

### Резюме

*С. Б. Дубовиченко, Д. Н. Әділбеков, А. С. Ткаченко*

(ҚР Ұлттық ғарыштық агенттігі «Ұлттық ғарыштық зерттеулер мен технологиялар орталығы» В.Г.Фесенков атындағы Астрофизикалық институты, Алматы)

#### $^{10}\text{B}$ -ДАҒЫ РАДИАЦИЯЛЫҚ ПРОТОН ҚАРМАУЫ. II

Астрофизикалық энергиялардағы модификацияланған потенциалдық кластерлік модельдің тыйым салынған күйлері бар радиациялық  $p^{10}\text{B}$ -қармауының толық қималарын сипаттау мүмкіндігі қарастырылған. Әрбір парциалды толқынның рұқсат етілмеген күйлерінде бар болуы және оның санын анықтау үшін Юнг схемалары бойынша орбиталық күйлері кластерлерінің классификациясы пайдаланылған. Байланған күйдің потенциалы  $^{11}\text{C}$  ядросының негізгі күйінің қасиеттерін сипаттау негізінде құрастырылған. 1 МэВ-ге дейін энергияларда үздіксіз спектр потенциалдары  $p^{10}\text{B}$  серпімді шашырау фазаларымен сәйкестендірілген. Қолданған модель және потенциал құру әдістері радиациялық  $p^{10}\text{B}$ -қармауының эксперименталды қимасының жалпы сипатын негізінен дұрыс көрсетуге мүмкіндік береді.

**Тірек сөздер:** ядролық физика, радиациялық қармау реакциясы,  $p^{10}\text{B}$ жүйесі.

### Summary

*S. B. Dubovichenko, D. N. Adilbekov, A. S. Tkachenko*

(V.G.Fessenkov Astrophysical institute «NCSRT» NSA RK, Almaty)

#### RADIATIVE PROTON CAPTURE ON $^{10}\text{B}$ . II

The possibility of description of radiative  $p^{10}\text{B}$  capture total cross sections within the modified potential cluster model with forbidden states at astrophysical energies was considered. To determine the availability and a number of forbidden states in every partial wave the classification of the orbital states of clusters according to the Young diagrams was used. The potential of bound state was constructed based on description of the characteristics of the ground state of  $^{11}\text{C}$  nucleus. The potentials of continuous spectrum are fitted to the phases of  $p^{10}\text{B}$  elastic scattering with the energies up to 1 MeV. Within the used model and the methods of constructing the potentials allow to convey the general behavior of the experimental cross sections of radiative  $p^{10}\text{B}$  capture.

*Поступила 04.2014 г*