

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

РАДИАЦИОННЫЙ $n^{15}\text{N}$ ЗАХВАТ. III

Аннотация. В потенциальной кластерной модели с разделением орбитальных состояний по схемам Юнга и запрещенными состояниями рассмотрена возможность описания экспериментальных данных для полных сечений радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата при астрофизических и низких энергиях.

Ключевые слова: ядерная физика, легкие атомные ядра, низкие и астрофизические энергии, упругое рассеяние, $n^{15}\text{N}$ -система, потенциальное описание, радиационный захват, полные сечения, термоядерные реакции, первичный нуклеосинтез, потенциальная кластерная модель, запрещенные состояния, классификация орбитальных состояний по схемам Юнга.

Тірек сөздер: ядролық физика, жеңіл атом ядролары, төмен және астрофизикалық энергиялар, серпимді шашы-раулар, $n^{15}\text{N}$ -жүйесі, ықтимал сипаттама, радиациялық қармау, тұтас кима, термоядролық реакциялар, бастапқы нуклео-синтез, ықтимал кластерлік үлгі, тыйым салынған жағдай, Юнг сызбасы орбиталық жағдайларды жіктеу.

Keywords: nuclear physics, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, elastic scattering of the nuclear particles $n^{15}\text{N}$ -system, potential description, radiative capture, total cross section, thermonuclear processes, primordial nucleosynthesis, potential cluster model, forbidden states, classification orbital states on Young's schemes.

Введение. Продолжая изучение процесса радиационного захвата $n^{14}\text{N} \rightarrow {}^{15}\text{N}\gamma$ при низких энергиях, рассмотрим второй вариант расчетов полных сечений, в котором учитываются возможные переходы на три возбужденные состояния (ВС) ядра ${}^{15}\text{N}$. Здесь, как и ранее, для анализа данного процесса используются методы расчетов, основанные на потенциальной кластерной модели (ПКМ) легких атомных ядер с запрещенными состояниями (ЗС). Наличие ЗС определяется на основе классификации орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга [1]. В используемом подходе потенциалы межкластерных взаимодействий для процессов рассеяния строятся на основе воспроизведения фаз упругого рассеяния рассматриваемых частиц с учетом их резонансного поведения или исходя из структуры спектров резонансных состояний конечного ядра. Для связанных основных состояний (ОС) ядер, образующихся в результате реакции, в кластерном канале, который совпадает с начальными частицами, межкластерные потенциалы строятся исходя из описания энергии связи этих частиц в конечном ядре и некоторых основных характеристик таких состояний [2].

Полные сечения радиационного захвата. Переходя к рассмотрению другого

варианта расчета полных сечений реакции $n^{14}\text{N} \rightarrow ^{15}\text{N}\gamma$, заметим, что если межкластерные потенциалы строятся на основе фаз рассеяния или спектров уровней ядра, т.е. на основе наблюдаемых, которые содержат все возможные эффекты такой системы, то и волновая функция (ВФ), получаемая при решении уравнения Шредингера с таким потенциалом, также учитывает все возможные состояния частиц, в том числе смешивание по спину. В используемом подходе ПКМ с ЗС не удастся выделить чистые по спинам части ВФ как для состояний рассеяния, так и основного состояния ядра. Поэтому запись полного сечения в виде суммы может, по-видимому, рассматриваться, как простое удвоение сечения – для расчета каждой части такого слагаемого используются одни и те же ВФ.

Тем самым, поскольку имеется только один переход из смешанного состояния рассеяния на связанное смешанное ОС ядра, а не два разных $E1$ процесса, такое сечение можно представить в виде

$$[\sigma(E1, ^3P_1 \rightarrow ^3D_2) + \sigma(E1, ^1P_1 \rightarrow ^1D_2)]/2.$$

Здесь выполнено усреднение по переходам из смешанной P_1 волны рассеяния на смешанное D_2 связанное ОС ядра ^{16}N в $n^{15}\text{N}$ канале. Это другой вариант записи суммарных сечений такого перехода для $n^{15}\text{N}$ реакции захвата. Результаты нашего расчета полного сечения $^3P_2 \rightarrow ^3D_2$ $E1$ процесса захвата на основное состояние показаны на рисунке 1, *a* точечной кривой, которая совпадает с такой же кривой на рисунке 1 из второй части статьи, а сечения для переходов $[\sigma(E1, ^3P_1 \rightarrow ^3D_2) + \sigma(E1, ^1P_1 \rightarrow ^1D_2)]/2$ на ОС приведены штриховой линией. Это сечение в два раза меньше соответствующего сечения на рисунке 1 из второй части данной статьи, также представленного штриховой кривой. Непрерывной кривой дана их сумма – в этих расчетах использованы приведенные потенциалы рассеяния и ОС (1)–(3) из первой части статьи.

Далее, результаты расчетов полных сечений пяти $E1$ переходов на три ВС показаны на рисунке 1 *б* следующим образом: $\sigma(E1, ^3P_0 \rightarrow ^3S_1)$ – переход представлен штрихпунктирной кривой,

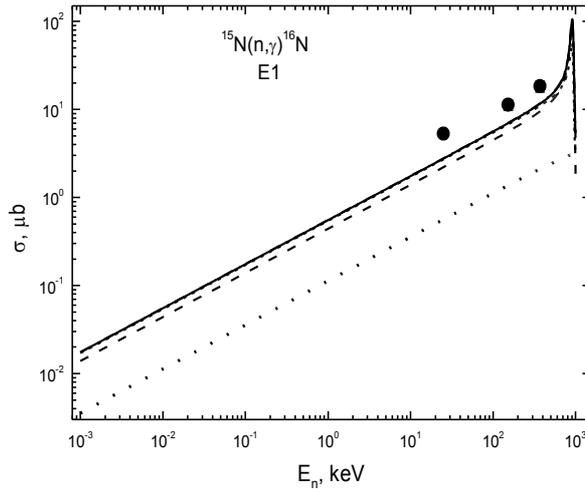


Рисунок 1, а – Полные сечения радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата на ОС.

Экспериментальные точки: ● – [3]. Кривые – расчет полных сечений

для переходов на ОС

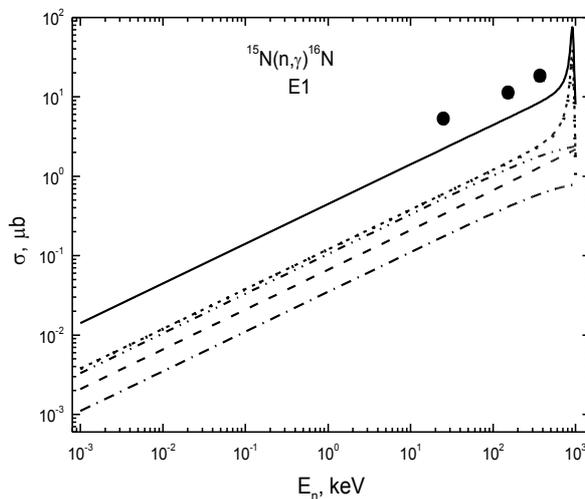


Рисунок 1, б – Полные сечения радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата

на три первые ВС.

Экспериментальные точки: ● – [3]. Кривые – расчет полных сечений

для переходов на ВС

$\sigma(E1, {}^3P_1 \rightarrow {}^3S_1)$ – процесс показан точечной кривой, $\sigma(E1, {}^3P_2 \rightarrow {}^3S_1)$ – двойная штрих-пунктирная кривая, $\sigma(E1, {}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3)$ – обычная штриховая кривая и $\sigma(E1, {}^1P_1 \rightarrow {}^1S_0)$ – короткие штрихи, которые практически совпадают с точечной линией для $\sigma(E1, {}^3P_1 \rightarrow {}^3S_1)$ про-цесса. Непрерывная кривая показывает суммарное полное сечение захвата для пяти рассмотренных $E1$ переходов в ядре ^{16}N . Для всех этих расчетов использованы потенциалы рассеяния (1) и (2), ОС (3) из первой части статьи, а также ВС (4)–(6) из второй части.

Окончательно на рисунке 2 приведены полные сечения для переходов на ОС (точечная кри-
вая – это сечение показано на рисунке 1, а непрерывной кривой) и пять рассмотренных выше $E1$ переходов – штриховая кривая, которая соответствует непрерывной кривой на рисунке 1, б. Сумма всех восьми процессов представлена на рисунке 2 непрерывной линией, которая вполне описывает имеющиеся экспериментальные данные [3].

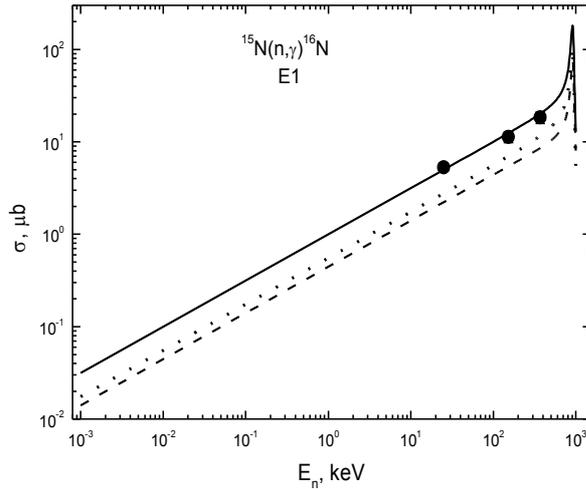


Рисунок 2 – Полные сечения радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата до 1 eV.

Экспериментальные точки: • – [3]. Кривые – расчет полных суммарных сечений для переходов на ОС и ВС в области энергий от 1эВ до 1 MeV

Для дальнейшего сравнения результатов можно использовать потенциал ОС с одним ЗС, т.е. несогласующийся с приведенной выше классификацией РС и ЗС по схемам Юнга. Рассмотрим, например, параметры

$$V_{g.s.} = -151.424599 \text{ MeV}, \gamma_{g.s.} = 0.11 \text{ Фм}^{-2}, \quad (1)$$

которые приводят к энергии связи -2.491000 МэВ при точности КРМ 10^{-6} МэВ, зарядовому и массовому радиусам 2.63 и 2.77 Фм соответственно и практически такой же, как для потенциала (3) из первой части статьи, АК равной 0.97(1). В этом случае результаты расчет полных суммарных сечений для захвата на ОС представлены на рисунке 1, а короткими штрихами, которые практически не отличаются от результатов, показанных непрерывной линией для потенциала ОС (3) из первой части статьи.

Слабое отличие результатов расчета получается и при использовании, например, 3S_1 потенциала возбужденного состояния с одним ЗС и параметрами

$$V_{S1} = -636.795577 \text{ MeV}, \gamma_{S1} = 1.5 \text{ Фм}^{-2}. \quad (2)$$

Такой потенциал приводит к энергии связи -2.093730 МэВ при точности КРМ 10^{-6} МэВ, среднеквадратичному зарядовому радиусу 2.62 Фм и массовому радиусу 2.64 Фм соответственно, а для АК на интервале 3÷23 Фм получено значение 1.35(1), которое практически совпадает с нашими предыдущими результатами для потенциала (6) из второй части статьи. Здесь следует заметить, что величина АК очень сильно зависит от ширины потенциала и для того чтобы получить требуемую АК для потенциала (2) пришлось уменьшить его ширину в 2.5 раза по сравнению с взаимодействием (6) из второй части статьи, т.е. увеличить параметр ширины γ от 0.6 до 1.5 Фм². Расчетные

полные сечения, например, для перехода $\sigma(E1, {}^3P_1 \rightarrow {}^3S_1)$ с таким потенциалом практически не отличаются от результатов, полученных выше для потенциала (6) из второй части статьи и представленных на рис. 1б точечной кривой.

Аналогичные результаты, т.е. мало отличающиеся от предыдущих, получаются и при использовании потенциалов других ВС с одним ЗС, присутствие которого не согласуется с приведенной выше классификацией орбитальных состояний по схемам Юнга. В результате получаем, что полные сечения для рассматриваемой реакции $n^{15}\text{N}$ захвата при низких энергиях слабо зависят от числа ЗС в потенциалах СС. Иначе говоря, если использовать фазовоэквивалентные потенциалы рассеяния и взаимодействия СС, приводящие к одинаковому качеству описания основных характеристик СС, а именно АК, то результаты расчета полных сечений захвата практически не зависят от числа ЗС.

В результате можно считать, что межкластерные потенциалы непрерывного спектра, полученные на основе воспроизведения фаз рассеяния и связанного состояния, построенные на основе описания энергии связи, среднеквадратичных радиусов ядра ${}^{16}\text{N}$ и значений АК в $n^{15}\text{N}$ канале, позволяют в целом правильно воспроизвести имеющиеся экспериментальные данные для полных сечений радиационного $n^{15}\text{N}$ захвата при низких энергиях. Кроме того, все использованные $n^{15}\text{N}$ потенциалы строились на основе, приведенной в первой части статьи, классификации ЗС и РС по схемам Юнга, хотя для данной реакции наблюдается слабая зависимость результатов от числа ЗС.

Однако трудно делать определенные и окончательные выводы, имея в своем распоряжении только три экспериментальные точки в полных сечениях в сравнительно узкой области энергий $25 \div 370$ кэВ [3]. Поэтому в дальнейшем желательно выполнение более подробного измерения таких сечений в области энергий от $1 \div 10$ кэВ и до $1.0 \div 1.2$ МэВ. Эти измерения должны полностью определить ширину резонанса данной реакции при 921 кэВ [4] и величину сечения при резонансной энергии, что позволит сравнить ее с результатами данных расчетов, которые дают максимум сечения в области резонанса примерно 200 мкб.

В данных расчетах, поскольку при самых низких энергиях, а именно от 1 эВ до 10 кэВ расчетное сечение является практически прямой линией (см. непрерывную кривую на рисунке 2), его можно аппроксимировать простой функцией вида

$$\sigma_{\text{ap}} (\text{мкб}) = 0.9968 \sqrt{E_n (\text{кэВ})}.$$

Величина приведенной константы $0.9968 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{-1/2}$ определялась по одной точке в сечениях при минимальной энергии, равной 1 эВ. Далее оказалось, что модуль

$$M(E) = \left| \frac{\sigma_{\text{ap}}(E) - \sigma_{\text{theor}}(E)}{\sigma_{\text{theor}}(E)} \right|$$

относительного отклонения расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения приведенной выше функцией при энергиях менее 10 кэВ находится на уровне 0.1%. Если предположить, что эта форма зависимости полного сечения от энергии будет сохраняться и при более низких энергиях, можно выполнить оценку величины сечения, которая при энергии 1 мэВ дает величину порядка 10^{-3} мкб.

Таким образом, в трех частях данной статьи рассмотрена возможность описания полных сечений $n^{15}\text{N}$ захвата на основе ПКМ с ЗС. Показано, что в обоих вариантах расчетов, на основе предварительно построенных потенциалов, удается получить хорошее описание имеющихся экспериментальных данных.

Работа частично поддерживалась грантом № 0151/ГФ2 МОН РК.

ЛИТЕРАТУРА

1 Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы Вселенной. Изд. второе, исправленное и дополненное. Серия «Казах-станские космические исследования». – Т. 7. – Алматы: А-три, 2011. – 402 с.

2 Дубовиченко С.Б. Избранные методы ядерной астрофизики. Изд. второе, исправленное и дополненное. – Germany: Lambert Academy Publ., 2013. – 472 с.

3 Meissner J. et al. Neutron capture cross section of ^{15}N at stellar energies // *Phys. Rev.* – 1996. – Vol. C53. – P4. 977-981.

4 Tilley D. R., Weller H. R., Cheves C. M. Energy levels of light nuclei $A = 16,17$ // *Nucl. Phys.* – 1993. – Vol. A564. – P. 1-183.

REFERENCES

1 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.).

2 Dubovichenko S.B. Izbrannye metody jadernoj astrofiziki. Izd. vtoroe, ispravlennoe i dopolnennoe. Germany. Lambert Academy Publ. 2012. 361 p. (in Russ.).

3 Meissner J. et al. *Phys. Rev. C*, **1996**, V. 53, 4.977-981.

4 Tilley D. R., Weller H. R., Cheves C. M. *Nucl. Phys. A*, **1993**, V. 564, 1-183.

Резюме

Н. В. Афанасьева, С. Б. Дубовиченко

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

РАДИАЦИЯЛЫҚ $n^{15}\text{N}$ ҚАРМАУЫ. III

Орбиталық күйлер Юнг сұлбалары бойынша бөлінетін потенциалды кластерлік үлгіде, төмен энергиялардағы радиациялық $n^{15}\text{N}$ қармауының толық қималары үшін эксперименталды деректерді суреттеу мүмкіндігі қарастырылған.

Тірек сөздер: ядролық физика, жеңіл атом ядролары, төмен және астрофизикалық энергиялар, серпімді шашы-раулар, $n^{15}\text{N}$ -жүйесі, ықтимал сипаттама, радиациялық қармау, тұтас кима, термоядролық реакциялар, бастапқы нуклео-синтез, ықтимал кластерлік үлгі, тыйым салынған жағдай, Юнг сызбасы орбиталық жағдайларды жіктеу.

Summary

N. V. Afanasyeva, S. B. Dubovichenko

(ДТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

RADIATIVE $n^{15}\text{N}$ CAPTURE. III

Within the potential cluster model with an orbital states separation according to the Young diagrams and forbidden states the possibility of description of experimental data for the total cross-sections of radiative $n^{15}\text{N}$ capture at astrophysical and low energies was considered.

Keywords: nuclear physics, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, elastic scattering of the nuclear particles $n^{15}\text{N}$ -system, potential description, radiative capture, total cross section, thermonuclear processes, primordial nucleosynthesis, potential cluster model, forbidden states, classification orbital states on Young's schemes.

Поступила 2.09.2013г.