

ЗАХВАТ НЕЙТРОНА НА ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДРА ${}^9\text{Be}$ С УЧЕТОМ РЕЗОНАНСА ПРИ 622 КэВ

*С. Б. Дубовиченко**

*Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова НЦКИТ НКА РК
050032, Алматы, Казахстан*

Поступила в редакцию 9 апреля 2013 г.

В рамках потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями и классификацией орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга рассмотрен радиационный захват нейтронов на основное и возбужденные состояния ядра ${}^9\text{Be}$ с учетом резонанса при 622 кэВ для тепловых и астрофизических энергий.

DOI: 10.7868/S0044451013100076

1. ВВЕДЕНИЕ

Ранее нами была показана возможность [1, 2] описания астрофизических S -факторов [3, 4] реакций радиационного захвата заряженных частиц на некоторых легких и легчайших атомных ядрах в рамках потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями (ЗС) [5, 6]. Такая модель учитывает супермультиплетную симметрию волновой функции системы кластеров с разделением орбитальных состояний по схемам Юнга [1, 2, 7]. Используемая классификация орбитальных состояний позволяет анализировать структуру межкластерных взаимодействий, определять наличие и количество разрешенных (РС) и запрещенных состояний в межкластерных потенциалах, а значит, дает возможность найти число узлов радиальной волновой функции относительного движения кластеров [8, 9]. В используемом подходе потенциалы межкластерных взаимодействий для процессов рассеяния строятся на основе описания фаз упругого рассеяния, которые извлекаются из экспериментальных дифференциальных сечений при выполнении фазового анализа [1, 2, 6]. В случае связанных состояний (СС) легких ядер в кластерных каналах для построения потенциалов, кроме фаз рассеяния, используются некоторые дополнительные критерии. Например, таким требованием является воспроизведение энергии связи и некоторых других характеристик основных состояний

(ОС) ядер, причем в некоторых случаях это требование является основным [1, 2, 5]. При этом предполагается, что СС обусловлено кластерным каналом, состоящим из начальных частиц, которые участвуют в реакции [10, 11].

Выбор потенциальной кластерной модели для рассмотрения подобных кластерных систем в ядрах, ядерных и термоядерных процессов при астрофизических энергиях [3, 12] обусловлен тем, что во многих легких атомных ядрах вероятность образования нуклонных ассоциаций, т. е. кластеров, и степень их обособления друг от друга сравнительно высоки — это подтверждается многочисленными экспериментальными измерениями и различными теоретическими расчетами, полученными разными авторами за последние пятьдесят–шестьдесят лет [10, 13, 14]. Конечно, такое предположение является определенной идеализацией реально существующей в ядре ситуации, так как предполагает, что в СС имеется 100 %-я кластеризация ядра для частиц начального канала. Поэтому успех данной потенциальной модели при описании системы из A нуклонов в связанном состоянии определяется тем, насколько велика реальная кластеризация этого ядра в канале $A_1 + A_2$ нуклонов. В то же время некоторые ядерные характеристики отдельных, даже не кластерных, ядер могут быть преимущественно обусловлены одним определенным кластерным каналом, т. е. могут иметь определенную кластерную структуру при малом вкладе других возможных кластерных конфигураций. В этом случае используемая одноканальная кластерная модель позволяет идентифици-

*E-mail: dubovichenko@gmail.com, www.dubovichenko.ru

ровать доминирующий кластерный канал, выделить и описать те свойства ядерной системы, которые им обусловлены [1, 2, 5–7].

2. ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Поскольку ранее неоднократно рассматривались общие принципы потенциальной кластерной модели с ЗС [1, 2, 5–10, 13, 14], мы не будем приводить здесь методы расчетов, используемые в рамках этой модели, а сразу остановимся на классификации орбитальных состояний кластеров, на основе схем Юнга для ядра ${}^9\text{Be}$. Если считать, что в системе $8 + 1$ частиц можно использовать схемы $\{44\}$ и $\{1\}$, то для ${}^9\text{Be}$ получим две возможные орбитальные симметрии $\{54\} + \{441\}$. Первая из них запрещена, поскольку содержит пять клеток в одной строке, а вторая относится к разрешенным схемам Юнга и соответствует разрешенному состоянию в относительном движении $n^8\text{Be}$ -кластеров [8]. Сразу отметим, что приведенная здесь классификация орбитальных состояний по схемам Юнга носит лишь качественный характер, поскольку для системы $A = 9, 10$ частиц не удалось найти таблицы внутренних произведений схем Юнга, которые определяют спин-изоспиновую симметрию волновой функции системы кластеров. Такие данные имелись ранее для всех $A < 9$ [15] и использовались для анализа числа РС и ЗС в волновых функциях различных кластерных систем [1, 5].

Далее для основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ принимается схема $\{441\}$, поэтому система $n^9\text{Be}$ содержит ЗС со схемой $\{541\}$ для $L = 1, 2$ и РС с конфигурацией $\{4411\}$ при $L = 1$ — орбитальный момент определяется по правилу Элиота [8, 9]. Кроме того, присутствуют, возможно, связанные РС в S - и D -волнах со схемой $\{442\}$. Теперь заметим, что даже разрешенная орбитальная схема не всегда соответствует реально существующему связанному состоянию — такое состояние вполне может находиться в непрерывном спектре. Поэтому для определенности будем считать, что имеется связанное РС в 3S -волне при $\{442\}$, а в 3D -волне, которая содержит связанное ЗС для схемы $\{541\}$, состояние с $\{442\}$ не связано. Таким образом, $n^9\text{Be}$ -потенциал 3P_0 -волны должен иметь связанные состояния со схемами Юнга $\{541\}$ и $\{4411\}$, первое из которых запрещено, а второе разрешено — оно соответствует ОС ядра ${}^{10}\text{Be}$ в $n^9\text{Be}$ -канале. Для потенциала 3S_1 -волны рассеяния с одним связанным РС для схемы $\{422\}$ рассмотрим вариант потенциала, в котором сопоставим его возбужденному состоянию ядра при энер-

гии 5.9599 МэВ для $J^\pi = 1^-$ относительно ОС ${}^{10}\text{Be}$, связанному в $n^9\text{Be}$ -канале. Тем самым мы однозначно фиксируем структуру ЗС и РС в каждом частичном потенциале для $L = 0, 1, 2$, которые будут рассматриваться ниже.

В нашей работе [16] на основе рассмотрения переходов только на ОС ${}^{10}\text{Be}$ из 3S -волны рассеяния с нулевой фазой было показано, что присутствующая неоднозначность числа запрещенных или разрешенных СС в 3S_1 -волне рассеяния и 3P_0 -потенциале ОС ${}^{10}\text{Be}$ практически не сказывается на результатах расчетов, если эти потенциалы содержат 1–2 СС в первом случае и 2–3 СС — во втором. В первом случае состояние с наибольшей энергией соответствует схеме $\{442\}$ и считается разрешенным, во втором такое состояние также разрешено и соответствует ОС ядра ${}^{10}\text{Be}$ в $n^9\text{Be}$ -канале со схемой $\{4411\}$. Тем самым потенциалы 3S - и 3P_0 -волн вполне согласуются с приведенной выше классификацией ЗС и РС по схемам Юнга, рассмотренной в работе [16], как второй вариант классификации.

Здесь мы рассмотрим переходы из 3D -волны рассеяния и в качестве основного принимаем вариант потенциала с одним ЗС при $\{541\}$, считая несвязанным состояние для схемы $\{442\}$. Результаты расчета с таким потенциалом сравниваются с результатами расчетов в случае двух других его вариантов: первым рассматривается вариант потенциала вообще без СС, который не согласуется с приведенной выше классификацией, а в качестве второго варианта используется потенциал с двумя СС, первое из которых запрещено для схемы $\{541\}$, а второе разрешено и связано при $\{442\}$. Такой вариант также согласуется с приведенной выше классификацией по схемам Юнга, поскольку она не дает возможности однозначно определить, будет ли связанным некоторое РС.

Нам не удалось найти данные по фазам упругого $n^9\text{Be}$ -рассеяния при астрофизических энергиях [17, 18], поэтому здесь будет рассматриваться 3S_1 -потенциал процесса рассеяния, который приводит к фазам рассеяния, близким к нулю или плавно уменьшающимся при энергиях до 1 МэВ. Это следует из данных по спектрам уровней ${}^{10}\text{Be}$, которые не содержат 3S -резонансов с $J^\pi = 1^-$ в этой области энергий [19]. Такой потенциал, имеющий связанное РС при -0.8523 МэВ для $J^\pi = 1^-$ относительно порога $n^9\text{Be}$ -канала, будет использоваться для расчета полных сечений $E1$ -перехода из 3S_1 -волны рассеяния на некоторые связанные, основной и возбужденные состояния ядра ${}^{10}\text{Be}$ в $n^9\text{Be}$ -канале.

Потенциал связанного разрешенного ${}^3P_0^1$ -состояния гауссова вида строится на основе описания ха-

рактических ядра ^{10}Be в $n^9\text{Be}$ -системе, а именно, энергии связи, зарядового радиуса, асимптотической константы [19]. Для этого потенциала, который соответствует ОС ядра ^{10}Be в рассматриваемом кластерном канале, найдены параметры

$$V_{g.s.} = -363.351572 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{g.s.} = 0.4 \text{ Фм}^{-2}. \quad (1)$$

С таким потенциалом получена энергия связи -6.812200 МэВ при точности конечно-разностного метода (КРМ) 10^{-6} МэВ, среднеквадратичный зарядовый радиус 2.53 Фм и массовый радиус 2.54 Фм. Экспериментальная величина для зарядового радиуса ^{10}Be в данных [19, 20] отсутствует, а для ядра ^9Be равна $2.518(12)$ Фм [20]; далее будем считать, что радиус ^{10}Be не должен сильно превышать радиус ^9Be . Асимптотическая константа, вычисляемая по функциям Уиттекера [21], на расстояниях $4\text{--}16$ Фм оказалась равной $C_W = 1.73(1)$. Ошибка асимптотической константы определяется ее усреднением по указанному выше интервалу, где асимптотическая константа остается практически стабильной. Для зарядового радиуса нейтрона использована нулевая величина, а его массовый радиус принимался равным радиусу протона $0.8775(51)$ Фм [22]. Кроме разрешенного СС, соответствующего основному состоянию ядра ^{10}Be со схемой $\{4411\}$, такой 3P_0 -потенциал имеет ЗС для $\{541\}$ в полном соответствии с проведенной выше классификацией орбитальных состояний кластеров в системе 10 частиц для канала $9 + 1$.

Для сравнения асимптотических констант приведем результаты работы [23], где было найдено $C^2 = 1.69(15)$ Фм $^{-1}$. Этот результат получен для спектроскопического фактора S_n , не равного единице, как это принимается в наших расчетах. Поэтому исходную величину C^2 следует разделить на значение S_n в данном канале [23], которое по результатам теоретической работы [24] равно 0.2 . Однако в обзоре [19] из анализа экспериментальных данных по реакции $^9\text{Be}(^2\text{H}, p_0)^{10}\text{Be}$ для S_n ядра ^{10}Be в $n^9\text{Be}$ -канале приводится значение примерно 0.9 . Поскольку других результатов найти не удалось, примем для величины S_n ее среднее значение, равное 0.55 . Тогда для асимптотической константы в безразмерном виде при $\sqrt{2k} = 1.045$ получим $C_W = 1.68(7)$. Такая величина вполне согласуется с результатами для асимптотической константы приведенного выше потенциала ОС (1). Обратим внимание, что такой перерасчет необходим, поскольку в этих работах было использовано другое определение асимптотической константы, отличающееся от использованного здесь на $\sqrt{2k}$ [16].

Для дополнительного контроля точности вычисления энергии связи ОС использовался вариационный метод с разложением кластерной волновой функции относительного движения $n^9\text{Be}$ -системы по неортогональному гауссову базису [25]. При размерности базиса $N = 10$ для потенциала ОС (1) получена энергия -6.812193 МэВ, которая только на 7.0 эВ отличается от приведенной выше конечно-разностной величины [25]. Невязки имеют порядок 10^{-10} , асимптотическая константа на интервале $5\text{--}12$ Фм равна $1.73(2)$, а зарядовый радиус не отличается от предыдущих результатов. Вариационная энергия при увеличении размерности базиса уменьшается и дает верхний предел истинной энергии связи, а конечно-разностная энергия при уменьшении величины шага и увеличении числа шагов увеличивается [25], поэтому для реальной энергии связи в таком потенциале можно принять среднюю величину $-6.8121965(35)$ МэВ. Таким образом, точность определения двухчастичной энергии связи ядра ^{10}Be в кластерном $n^9\text{Be}$ -канале двумя различными методами (конечно-разностным и вариационным) по двум разным компьютерным программам для потенциала (1) находится на уровне ± 3.5 эВ.

Для потенциала первого возбужденного $^3P_2^1$ -состояния ^{10}Be при энергии -3.44417 МэВ относительно $n^9\text{Be}$ -канала с моментом $J^\pi = 2^+$ получены параметры

$$V_{P1} = -345.676472 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{P1} = 0.4 \text{ Фм}^{-2}. \quad (2)$$

Такой потенциал приводит к энергии РС, равной -3.444170 МэВ, зарядовому 2.54 Фм и массовому 2.57 Фм радиусам, асимптотической константе $1.15(1)$ на интервале $4\text{--}18$ Фм и кроме РС он имеет одно связанное ЗС при $\{541\}$, т. е. соответствует приведенной выше классификации кластерных орбитальных состояний по схемам Юнга. Поскольку у нас отсутствуют данные по асимптотическим константам возбужденного состояния (ВС), для построения этих потенциалов используется ширина γ , как для потенциала ОС, которая обеспечивала правильное значение его асимптотической константы.

Для потенциала второго возбужденного $^3P_2^2$ -состояния ^{10}Be при энергии -0.85381 МэВ в $n^9\text{Be}$ -канале с $J^\pi = 2^+$, который также имеет одно ЗС, получены параметры

$$V_{P2} = -328.584413 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{P2} = 0.4 \text{ Фм}^{-2}. \quad (3)$$

Этот потенциал позволяет получить энергию связи -0.853810 МэВ, зарядовый 2.55 Фм и массовый 2.69 Фм радиусы, а асимптотическая константа равна $0.60(1)$ на интервале $4\text{--}26$ Фм.

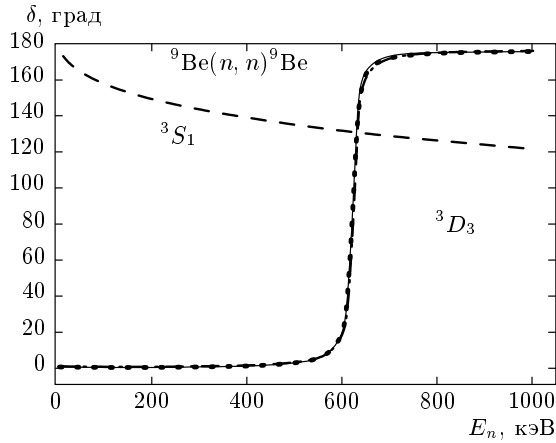


Рис. 1. 3S_1 - и 3D_3 -фазы упругого $n^9\text{Be}$ -рассеяния при низких энергиях. Линии — результаты расчетов с гауссовыми потенциалами, параметры которых приведены в тексте

При энергии 5.95990(6) МэВ или -0.8523 МэВ относительно порога $n^9\text{Be}$ -канала наблюдается третий возбужденный 3S_1 -уровень с $J^\pi, T = 1^-, 1$ [19]. Используем для него потенциал вида

$$V_S = -33.768511 \text{ МэВ}, \quad \gamma_S = 0.4 \text{ Фм}^{-2}, \quad (4)$$

который приводит к энергии связи -0.852300 МэВ [19], зарядовому и массовому радиусам 2.57 Фм и 2.76 Фм, и асимптотической константе 1.24(1) на интервале 4–30 Фм. Фаза такого потенциала показана на рис. 1 штриховой кривой, она плавно уменьшается до 1.0 МэВ. Такой потенциал не содержит ЗС и будет использоваться далее для расчета полных сечений $E1$ -перехода из 3S_1 -волны рассеяния на связанное ОС ядра ${}^{10}\text{Be}$ в $n^9\text{Be}$ -канале ${}^3P_0^1$ и четвертое возбужденное состояние ${}^3P_0^2$ при 6.1793 МэВ с $J^\pi = 0^+$, рассмотренное ниже, т. е. для переходов ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_0^1 + {}^3P_0^2$. Кроме того, возможен $E1$ -переход на первое ВС при энергии 3.36803 МэВ и на второе возбужденное ${}^3P_2^2$ -состояние при 5.95839 МэВ с $J^\pi = 2^+$, т. е. ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_2^1 + {}^3P_2^2$.

Четвертый возбужденный ${}^3P_0^2$ -уровень при энергии 6.17930(7) МэВ относительно ОС или -0.6329 МэВ относительно порога $n^9\text{Be}$ -канала ядра ${}^{10}\text{Be}$ [19] по своим квантовым числам $J^\pi, T = 0^+, 1$ совпадает с ОС. Будем использовать потенциал с параметрами

$$V_{P_0} = -326.802239 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{P_0} = 0.4 \text{ Фм}^{-2}, \quad (5)$$

который приводит к энергии связи в этом канале -0.632900 МэВ, зарядовому и массовому радиусам

2.56 Фм и 2.72 Фм, асимптотической константе, равной 0.53(1) на интервале 4–28 Фм.

Рассмотрим далее резонансные состояния $n^9\text{Be}$ -рассеяния при энергии, меньшей 1 МэВ. Известно, что в спектрах ядра ${}^{10}\text{Be}$ в $n^9\text{Be}$ -канале имеется надпороговый уровень с $J^\pi = 3^-$ при энергии 0.6220(8) МэВ (в лабораторной системе, далее — л.с.) и шириной 15.7 кэВ [19], который может быть сопоставлен 3D_3 -резонансу в упругом $n^9\text{Be}$ -рассеянии. Наблюдается также уровень с $J^\pi = 2^+$ при энергии 0.8118(7) МэВ (л.с.) и шириной 6.3 кэВ, который может соответствовать 3P_2 -резонансу в $n^9\text{Be}$ -рассеянии [19]. Поэтому можно рассмотреть $E1$ -переход, например, из резонансной 3D_3 -волны рассеяния на первое и второе возбужденные состояния ядра ${}^{10}\text{Be}$ с $J^\pi = 2^+$ при энергиях 3.36803 МэВ и 5.95839 МэВ относительно ОС, которые связаны при -3.44417 МэВ и -0.85381 МэВ относительно порога $n^9\text{Be}$ -канала [19].

Для потенциала резонансной 3D_3 -волны рассеяния найдены параметры

$$V_{D_3} = -457.877 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{D_3} = 0.35 \text{ Фм}^{-2}. \quad (6)$$

Фаза этого потенциала показана на рис. 1 сплошной линией и носит резонансный характер. Потенциал содержит связанное ЗС с {541} в соответствии с приведенной выше классификацией, а состояние для {422} считается несвязанным. Если для расчета ширины уровня по фазе рассеяния использовать выражение

$$\Gamma = 2(d\delta/dE)^{-1},$$

то ширина такого резонанса оказывается равной 15.0 кэВ (с.ц.м.), что вполне соответствует результатам, приведенным в обзоре [19].

Этот вариант потенциала (с такой структурой ЗС) будем считать основным, но для сравнения рассмотрим еще два других варианта 3D_3 -потенциалов. Второй вариант 3D_3 -потенциала имеет следующие параметры:

$$V_{D_3} = -132.903 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{D_3} = 0.22 \text{ Фм}^{-2}. \quad (7)$$

Фаза упругого рассеяния этого потенциала показана на рис. 1 штрихпунктирной кривой, которая практически не отличается от сплошной линии, резонанс также находится при 622 кэВ с шириной 15.7 кэВ, а сам потенциал не содержит связанных запрещенных или разрешенных состояний, т. е. такой потенциал соответствует случаю, когда ЗС для {541} отсутствует, а состояние с {422} оказывается несвязанным.

Другой вариант потенциала 3D_3 -волны рассеяния с параметрами

$$V_{D_3} = -985.183 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{D_3} = 0.43 \text{ Фм}^{-2} \quad (8)$$

при резонансе в 622 кэВ приводит к ширине 15.5 кэВ и имеет два связанных состояния. Первое из них соответствует связанному ЗС с {541}, второе — связанному состоянию при {422}. Фаза рассеяния показана на рис. 1 пунктирной кривой, которая отличается от непрерывной только при самых низких энергиях — ниже 400 кэВ.

Для потенциалов 3D_2 - и 3D_1 -волн рассеяния использовались значения параметров

$$V_D = -300.0 \text{ МэВ}, \quad \gamma_D = 0.35 \text{ Фм}^{-2}, \quad (9)$$

которые приводят к нулевым фазам рассеяния, поскольку в этих волнах при низких энергиях не наблюдается резонансов. Такие потенциалы содержат связанное ЗС с {541} в соответствии с приведенной выше классификацией, а состояние для {422} не связано.

Как уже говорилось, в упругом $n^9\text{Ве}$ -рассеянии наблюдается и резонансный уровень с $J^\pi = 2^+$ при энергии 0.8118(7) МэВ (л.с.) выше $n^9\text{Ве}$ -порога и шириной 6.3 кэВ, который можно сопоставить 3P_2 -резонансу [19]. Однако нам не удалось найти потенциал для этого резонанса, способный правильно передать его ширину 6.3 кэВ [19], поэтому его влияние учитываться не будет, а в качестве потенциала рассеяния в этой волне примем потенциал первого возбужденного 3P_2 -состояния в виде (2). Он приводит к плавно убывающей от 360° до 353° фазе рассеяния при 1.0 МэВ. Такие фазы подчиняются обобщенной теореме Левинсона [10], учитывающей наличие разрешенных и запрещенных состояний, и начинаются в данном случае с 360° .

Потенциал парциальной 3P_0 -волны рассеяния примем в виде (1) — он приводит к убывающей фазе от 360° до 355° при 1.0 МэВ. В парциальной 3P_1 -волне рассеяния резонансов и возбужденных связанных состояний в $n^9\text{Ве}$ -канале не наблюдается, поэтому ее потенциал, содержащий одно связанное ЗС для схемы {541}, но без связанного РС для {4411}, должен приводить к фазе рассеяния, близкой к нулю. Для него получены параметры

$$V_P = -206.0 \text{ МэВ}, \quad \gamma_P = 0.4 \text{ Фм}^{-2}. \quad (10)$$

Такой потенциал дает фазу рассеяния в области $180.0 \pm 0.1^\circ$ при энергии до 1.0 МэВ. Тем самым, в 3S_1 - и 3P_0 -, 3P_2 -парциальных волнах в непрерывном и дискретном спектрах используются одни и те же потенциалы $n^9\text{Ве}$ -взаимодействия.

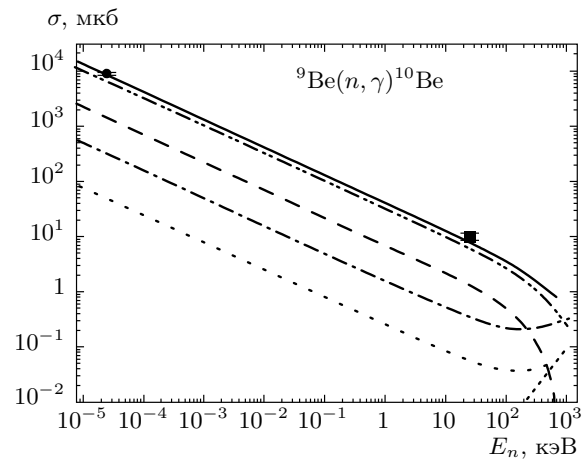


Рис. 2. Полные сечения реакции радиационного $n^9\text{Ве}$ -захвата на ОС и ВС. Точки — экспериментальные данные из работ [26] при 25 МэВ (●) и из [27] при 25 кэВ (■). Кривые — результаты расчета полных сечений

3. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ $n^9\text{Ве}$ -ЗАХВАТА

При рассмотрении электромагнитных переходов в первую очередь учитывался $E1$ -переход из нерезонансной 3S_1 -волны рассеяния с потенциалом (4) на связанное в кластерном $n^9\text{Ве}$ -канале ${}^3P_0^1$ -основное состояние ядра ${}^{10}\text{Ве}$ при $J^\pi, T = 0^+, 1$ с потенциалом (1), т. е. ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_0^1$ [19]. Для этих потенциалов результаты расчета полных сечений захвата приведены на рис. 2 двойной штрихпунктирной кривой. Штриховой кривой на рис. 2 даны результаты для полных сечений $E1$ -перехода ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_2^1$ с комбинацией потенциалов первого ВС в 3P_2 -волне (2) и 3S_1 -рассеяния (4). Штрихпунктирная кривая демонстрирует результаты для перехода ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_2^2$ с потенциалом второго ВС (3) и 3S -волны (4). Пунктирной кривой показаны результаты для перехода из 3S -волны рассеяния с потенциалом (4) на четвертое ${}^3P_0^2$ -ВС с $J^\pi = 0^+$ и потенциалом (5). Сплошная кривая соответствует сумме всех сечений этих переходов. Как видно из этих результатов, величина полного расчетного сечения в области от 25 МэВ до 25 кэВ плавно возрастает с уменьшением энергии, и использованные переходы позволяют правильно описать полные сечения в нерезонансной области энергий. Переход на пятое ВС не учитывается, поскольку переход на четвертый уровень, показанный пунктирной кривой на рис. 2, уже практически не дает вклада в суммарные сечения. Экспериментальные данные для полных сечений при энергиях 25 МэВ и 25 кэВ (л.с.) взяты из работ [26, 27].

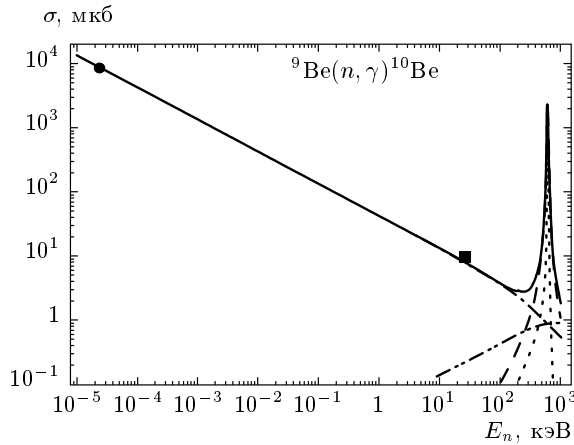


Рис. 3. Полные сечения реакции радиационного $n^9\text{Be}$ -захвата с учетом резонанса при 622 кэВ. Точки — экспериментальные данные из работ [26] при 25 мэВ (●) и из [27] при 25 кэВ (■). Кривые — результаты расчета полных сечений

Были рассмотрены переходы из нерезонансных 3D_2 - или 3D_1 -состояний рассеяния с потенциалом (9) на первое ВС для потенциала (2) $^3D_1 + ^3D_2 \rightarrow ^3P_2$ и переход из 3D_1 -волны рассеяния на ОС ядра ^{10}Be с потенциалом (1), т. е. $^3D_1 \rightarrow ^3P_0^1$. В первом случае сечение захвата показано справа внизу на рис. 2 пунктирной кривой с часто расположенными точками. Оно практически не отличается от результатов для второго случая с переходом на ОС. Отсюда видно, что такие переходы начинают играть заметную роль только при энергиях выше 1 МэВ.

Теперь рассмотрим $E1$ -переходы из резонансной 3D_3 -волны рассеяния при $J^\pi, T = 3^-, 1$ с энергией 0.6220(8) МэВ (л.с.) и шириной 15.7 кэВ [19] на первое и второе возбужденные состояния ядра ^{10}Be с $J^\pi, T = 2^+, 1$, которые можно сопоставить 3P_2 -связанным состояниям $n^9\text{Be}$ -системы относительно ее порога. Результаты расчета полного сечения $E1$ -перехода на второе возбужденное состояние с потенциалами (3) и (6) представлены на рис. 3 пунктирной кривой, а штриховая линия обозначает переход на первое возбужденное состояние с потенциалами (2) и (6). Штрихпунктирная кривая показывает сумму всех сечений для $E1$ -переходов, представленную на рис. 2 сплошной кривой. Видно, что величина сечений для $E1$ -переходов в области резонанса 622 кэВ (штрихпунктирная кривая на рис. 3) оказывается на три порядка меньше сечения перехода на первое и второе возбужденные состояния из резонансной 3D_3 -волны и заметного влияния на суммарные сечения не оказывает. Сплошная кри-

вая на рис. 3 представляет собой сумму всех сечений рассмотренных выше переходов в реакции $^9\text{Be}(n, \gamma)^{10}\text{Be}$. При резонансной энергии 622 кэВ полное сечение перехода из 3D_3 -волны рассеяния на первое возбужденное состояние при -3.4417 МэВ достигает 2.45 мб, а на второе с энергией -0.853810 МэВ примерно равно 0.16 мб.

Результаты расчета $^9\text{Be}(n, \gamma)^{10}\text{Be}$ для суммы всех трех $E1$ -переходов $^3P_0 + ^3P_1 + ^3P_2 \rightarrow ^3S_1$ с рассмотренными выше потенциалами 3P -волн (1), (10), (2) соответственно и связанного возбужденного 3S_1 -состояния для потенциала (4) показаны на рис. 3 двойной штрихпунктирной кривой. Видно, что полученные в результате таких переходов сечения вносят сколько-нибудь заметный вклад в суммарные сечения только при энергии в области 1.0 МэВ.

Использование потенциалов для резонансной 3D_3 -фазы с разным числом ЗС практически не сказывается на величине резонанса, влияние которого наблюдается в сечениях при энергиях выше 0.2 МэВ. Поэтому всегда можно считать, что 3D -волна может содержать одно связанное ЗС для схемы {541}, при этом состояние с {422} — несвязанное. Все 3P -потенциалы, кроме 3P_1 , соответствующие СС ядра ^{10}Be , содержат одно связанное ЗС для схемы {541} и одно связанное РС для {4411}. Тем самым, все рассмотренные потенциалы вполне соответствуют приведенной выше классификации ЗС и РС по схемам Юнга и при рассмотрении нескольких возможных $E1$ -переходов между разными состояниями ядра ^{10}Be и процессами рассеяния позволяют правильно описать имеющиеся экспериментальные данные.

Поскольку при энергиях от 10^{-5} до 10 кэВ расчетное сечение, представленное на рис. 2 сплошной кривой, является практически прямой линией, его можно аппроксимировать простой функцией от энергии вида

$$\sigma_{ap} [\text{мкб}] = \frac{40.2008}{\sqrt{E_n [\text{кэВ}]}}, \quad (11)$$

Величина константы 40.2008 мкб·кэВ^{1/2} определялась по одной точке в полных сечениях при минимальной энергии, равной 10^{-5} кэВ. Далее можно рассмотреть модуль относительного отклонения

$$M(E) = \left| \frac{\sigma_{ap}(E) - \sigma_{theor}(E)}{\sigma_{theor}(E)} \right| \quad (12)$$

расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения функцией (11) в области энергий от 10^{-5} до 10 кэВ. Оказалось, что при энергиях ниже 10 кэВ это отклонение не превышает 0.7%, что

вполне позволяет использовать приведенную выше аппроксимацию сечения в большинстве прикладных задач. Можно, по-видимому, предположить, что эта форма зависимости полного сечения от энергии будет сохраняться и при более низких энергиях. В таком случае выполнение оценки величины сечения, например, при энергии 1 мкэВ (10^{-6} эВ = 10^{-9} кэВ), дает величину сечения 1.3 б.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при наличии определенных предположений общего характера относительно потенциалов взаимодействия $n^9\text{Be}$ -канала в непрерывном и дискретном спектрах оказывается возможным приемлемо описать имеющиеся экспериментальные данные по полным сечениям захвата нейтронов при энергиях 25 мэВ и 25 кэВ.

В заключение автор выражает большую благодарность А. Мухамеджанову и Р. Ярмухамедову за исключительно полезные обсуждения отдельных частей данной работы.

Работа поддержана грантом № 0151/ГФ2 «Исследование термоядерных процессов в первичном нуклеосинтезе Вселенной» Министерства образования и науки республики Казахстан.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Б. Дубовиченко, Ю. Н. Узиков, ЭЧАЯ **42**, 478 (2011).
2. S. B. Dubovichenko and A. V. Dzhazairov-Kakhramanov, *Int. J. Mod. Phys. E* **21**, 1250039-1 (2012).
3. *Ядерная астрофизика*, под ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона, Д. Шрама, Мир, Москва (1986).
4. И. М. Капитонов, Б. С. Ишханов, И. А. Тутынь, *Нуклеосинтез во Вселенной*, Либроком, Москва (2009).
5. С. Б. Дубовиченко, *Термоядерные процессы Вселенной*, Сер. «Казахстанские космические исследования», А-три, Алматы (2011); arXiv:1012.08774 [nucl-th].
6. С. Б. Дубовиченко, *Избранные методы ядерной астрофизики*, АФИФ, Алматы (2011); arXiv:1201.3003[nucl-th]; С. Б. Дубовиченко, *Избранные методы ядерной астрофизики*, 2-е изд., Lambert Acad. Publ. Saarbrücken, Germany (2012); <https://www.lap-publishing.com/catalog/details/store/gb/book/978-3-8465-8905-2/Избранные-методы-ядерной-астрофизики>.
7. S. B. Dubovichenko and A. V. Dzhazairov-Kakhramanov, in *The Big Bang: Theory, Assumptions and Problems*, NOVA Sci. Publ., New York (2012), p. 1; https://www.novapublishers.com/catalog/product_info.php?products_id=21109.
8. В. Г. Неудачин и др., ЭЧАЯ **23**, 479 (1992) [Sov. J. Part. Nucl. **23**, 210 (1992)]; **35**, 889 (2005) [Phys. Part. Nucl. **36**, 468 (2005)].
9. V. G. Neudatchin et al., *Phys. Rev. C* **45**, 1512 (1992).
10. О. Ф. Немец и др., *Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных ядер*, Наук. думка, Киев (1988).
11. С. Б. Дубовиченко, ЯФ **73**, 1573 (2010) [Phys. Atom. Nucl. **73**, 1526 (2010)]; С. Б. Дубовиченко, *Изв. вузов. Физика* **53**(12), 29 (2010).
12. E. G. Adelberger et al., *Rev. Mod. Phys.* **83**, 195 (2011).
13. С. Б. Дубовиченко, *Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели*, Данекер, Алматы (2004); arXiv:1006.4944[nucl-th].
14. V. I. Kukulín et al., in *Clustering Phenomena in Nuclei*, ed. by K. Wildermuth and P. Kramer, Braunschweig, Vieweg (1983), Vol. 3, p. 1.
15. C. Itzykson and M. Nauenberg, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 95 (1966).
16. С. Б. Дубовиченко, Н. А. Буркова, *Изв. вузов. Физика* **56**, (2013).
17. <http://cdfe.sinp.msu.ru/exfor/index.php>.
18. <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>.
19. D. R. Tilley et al., *Nucl. Phys.* **745**, 155 (2004).
20. <http://cdfe.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radchartnucl.cgi?zmin=0&zmax=14&tdata=123456>.
21. G. R. Plattner and R. D. Viollier, *Nucl. Phys. A* **365**, 8 (1981).
22. <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Category?view=html&Atomic+and+nuclear.x=78&Atomic+and+nuclear.y=12>.

23. Е. И. Долинский, А. М. Мухамеджанов, Р. Ярмухамедов, *Прямые ядерные реакции на легких ядрах с вылетом нейтронов*, FAN, Ташкент (1978).
24. Ф. Н. Бояркина, *Структура ядер 1p-оболочки*, Изд-во МГУ, Москва (1973).
25. С. Б. Дубовиченко, *Методы расчета ядерных характеристик*, Комплекс, Алматы (2006); arXiv:1006.4947[nucl-th]; С. Б. Дубовиченко, *Методы расчета ядерных характеристик*, 2-е изд., Lambert Acad. Publ., Saarbrücken, Germany (2012); <https://www.lap-publishing.com/catalog/details/store/ru/book/978-3-659-21137-9/методы-расчета-ядерных-характеристик>.
26. C. M. Conneely, W. V. Prestwich, and T. J. Kennett, Nucl. Inst. Meth. A **248**, 416 (1986).
27. A. Wallner et al., J. Phys. G **35**, 014018 (2008); Nucl. Instr. Meth. B **268**, 1277 (2010).