УДК 52-48, 524, 539.14, 539.17

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}B. II

Аннотация. /Рассмотрена возможность описания полных сечений радиационного p^{10}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}C. Потенциалы непрерывного спектра согласованы с фазами упругого p^{10}B-рассеяния при энергиях до 1 МэВ. Использованная модель и методы построения потенциалов позволяют в целом правильно передать общее поведение экспериментальных сечений радиационного p^{10}B-захвата.

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

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

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

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

Классификация p^{10}B состояний по схемам Юнга

Рассмотрим далее классификацию кластерных состояний в p^{10}B-системе. Предположим, что для ^{10}B можно принять орбитальную схему Юнга в виде {442} [1], поэтому для p^{10}B-системы имеем {1} × {442} → {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}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}C с $J^\pi, T = 3/2^-, 1/2$ и находится при энергии связи p^{11}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 N^2H [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}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 ÷ 20%, поскольку точность определения зарядового радиуса, как правило, намного выше – 3 ÷ 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 точность извлечения фаз рассеяния из экспериментальных данных и может достигать 20 ÷ 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 ÷ 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

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

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