BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ

№2 ***Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası*** ***2014***

PACS 25.40-Ep
УДК 531.1

БИНЕЙТРОННЫЕ АССОЦИАЦИИ В ПРОЦЕССАХ ДВУХНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

С.Г.АБДУЛВАГАБОВА, Р.А.АХМЕДОВ, И.К.ЭФЕНДИЕВА

Бакинский Государственный Университет

На основе теории ассоциации в ядрах обсуждается двухнуклонная передача A(p, t)B. Исследование проводилось с искаженными плоскими волнами тритона и протона. Было сделано предположение, что бинейтронная ассоциация является приемлемой, если время, в течение которого ассоциация сохраняет свою структуру, велико по сравнению со временем, когда нейтроны находятся в диссоциированном виде, и не происходит обмена нуклонов фрагментами ассоциацией. Было использовано приближение нулевого радиуса. В рассуждении, что радиальные волновые функции двух нейтронов, которые образуют ассоциацию, захваченной ядром, близки одна к другой, это приводит к образованию бинейтронной ассоциации на поверхности ядра. В этом подходе протон испускается в той же точке, в которой захватывается бинейтронная ассоциация. Рассмотренный подход хорошо описывает рассеяния при больших энергиях.

Ключевые слова: рассеяние, матричный элемент, нуклонная ассоциация, двухнуклонная передача, сечение.

Задача протон-тритонного или тритон-протонного рассеяния, простейшая в проблеме нуклон - ядерного взаимодействия или взаимодействия частицы со сложным комплексом, изучается уже давно и для ее решения разработаны весьма эффективные расчетные схемы. Специфической особенностью двухнуклонной реакции передачи является то, что амплитуда перехода, вообще говоря, это сумма отдельных двухчастичных вкладов, каждый со своей фазой и амплитудой. Для объяснения механизмов процессов с нуклонной передачей широко применяется модель ассоциации [1]. Согласной этой модели в (t,p) реакциях передаваемые нейтроны находятся в ядре в виде ассоциации. Бинейтронная ассоциация, входящие в состав тритона, отличается от свободных нуклонов, так как они находятся в окружении других нуклонов. Наличие такого поля приводит к изменению свойств ассоциации по сравнению со свободными нейтронами [2].

Бинейтронная ассоциация является приемлемой, если время, в течение которого ассоциация сохраняет свою структуру велико по сравнению со временем, когда нейтроны находятся в диссоциированном виде.

Сечение реакции с выбиванием бинейтронных ассоциаций

Рассмотрим процесс реакции $t + A \to B + p$ в лабораторной системе отчета и предположим, что передаваемый импульс ядру B можно не учитывать. Сначала изучим срыв бинейтронной ассоциации. Пусть $\vec{r}_p$, $\vec{r}_{n_1}$ и $\vec{r}_{n_2}$ координаты протона и нейтронов в тритоне, $\vec{k}_p$ - волновой вектор свободного протона, $\vec{k}_t$- волновой вектор тритона.

Волновую функцию начального состояния можно записать в виде:

$$\Phi_i = \Psi_A(\xi) F_t(\vec{r}_t) f^S(\vec{r}, \vec{\rho}) \chi_{1/2, m_t}, \qquad (1)$$

где $\Psi_A(\xi)$ -волновая функция ядра A, $F_t(\vec{r}_t)$-искаженная волновая функция тритона, $\vec{r}_t$ - радиус-вектор ц.и. тритона, $f^s(\vec{r}, \vec{\rho})$- волновая функция внутреннего движения тритона, $r = \left|\vec{r}_{n_1} - \vec{r}_{n_2}\right|$, $\vec{\rho}$- расстояние от протона до центра тяжести бинейтронной ассоциации, S - указывает спиновое состояние захватываемых нейтронов, $\chi_{1/2, m_t}$ - спиновая функция тритона.

Функция конечного состояния описывает состояние ядра B состоящего из ядра A и бинейтронной ассоциации и свободного движения протона. Ее можно представить в виде:

$$\Phi_f = \Psi_B(\xi, \vec{R}) f(\vec{r}_p) \chi_{1/2, m_p}, \qquad (2)$$

где $f(\vec{r}_p)$-искаженная функция протона, $\vec{R}$ – радиус вектор бинейтронной ассоциации, $\chi_{1/2, m_p}$ -спиновая функция протона.

Если спиновый момент ассоциации $S = 0$, тогда волновая функция $f^{S=0}(\vec{r}, \vec{\rho})$ является симметричной функцией радиуса относительного расстояния:

$$u^2 = r_{12}^2 + r_{23}^2 + r_{13}^2 = \frac{2}{3} r^2 + 2\rho^2 \qquad (3)$$

Матричный элемент перехода из состоянии i в состояние f можно записать следующим образом:

$$M_{i\to f}=\int f_p^*(\vec r_p)\chi^*_{1/2,m_p}\Psi_B(\xi,\vec R)\;\; V\;\; \Psi_A(\xi)F_t(\vec r_t)f^s(\vec r,\vec\rho)\chi_{1/2,m_t}d\xi d\vec\rho d\vec r d\vec R \quad (4)$$

Искаженные функции протона и тритона выбирают в виде плоских волн:

$$f_p(\vec r_p)=e^{i\vec k_p\vec r_p},\quad F_t(\vec R_t)=e^{i\vec k_t\vec R_t}. \quad (5)$$

Будем воспользоваться приближением нулевого радиуса [3]. В этом приближении протон испускается в той же точке, в которой захватывается бинейтронная ассоциация. Математически это сводится к выборе потенциала следующим образом:

$$Vf^s(\vec r,\vec\rho)=W(\vec r)\delta(\vec\rho). \quad (6)$$

Обычный способ учета ядерных искажений при расчете $f_p(\vec r_p)$ и $F_t(\vec R_t)$ в рамках оптической модели приводит к заниженным значениям теоретических сечений, так как этот способ не учитывает вклада процессов, связанных с некогерентным перерассеянием тритона на нуклонах ядра-мишени *A*. Этот эффект можно учесть, используя глауберовские искаженные волны. Эти искаженные волны могут быть записаны:

$$F(\vec k_t,\vec R_t)=(2\pi)^{-3/2}\exp(i\vec k_t,\vec R_t)\prod_{j=1}^{A-2}\left[1-\Gamma(\mathbf b-\mathbf b_j)\theta(\mathbf z-\mathbf z_j)\right]\chi_m^t(\mathbf s), \quad (7)$$

$$f(\vec k_p,\vec r_p)=(2\pi)^{-3/2}\exp(i\vec k_p,\vec r_p)\prod_{j=1}^{A}\left[1-\Gamma(\mathbf b-\mathbf b_j)\theta(\mathbf z-\mathbf z_j)\right]\chi_m^p(\mathbf s), \quad (8)$$

где $\Gamma(\mathbf b)$ – профильная функция, которая является двумерной фурье-образом амплитуды $f(\mathbf q)$[4]

$$\Gamma(\mathbf b)=\frac{1}{2\pi ik}\int d^2qe^{-i\mathbf{qb}}f(\mathbf q), \quad (9)$$

$$f(\mathbf q)=ik\int_0^\infty dbbJ_0(qb)\left[1-e^{-\frac{i}{v}\int_{-\infty}^{\infty}V\left(\mathbf b+\hat k_i z\right)dz}\right], \quad (10)$$

$\theta(z)$ – дискретная функция Хевисайда , *b* – параметр цели.

Разлагая плоские волны (7) и (8) по сферическим функциям и учитывая ортогональность спиновых функций, для матричного элемента перехода получим выражение:

$$M_{i\to f}^{S=0}=\delta_{m_tm_p}\sum_{l,L}4\pi\sqrt{(2l+1(2L+1))}i^{l+l}\int\Psi_B^{*S=0}(\xi,\vec R)\Psi_A(\xi)W(\vec r)j_l(k_p\vec R')j_L(k_t\vec R)d\xi d\vec r d\vec R' d\vec R, \quad (11)$$

где $\vec R'=\dfrac{A}{A+2}\vec R$.

Интеграл перекрытия $\int \Psi_B^{*S=0}\left(\xi, \vec{R}\right)\Psi_A\left(\xi\right)d\xi$ является главным множителем матричного элемента. В нем учитывается структура ядер в начальном и конечном состояниях. Если энергия связи нейтронов E_1 и E_2 в ассоциации равны, то осциляторные параметры функций аппроксимирующих движение рассматриваемых нуклонов в ядре тоже будут близки и вес состояния их взаимного движения будут гораздо больше, чем в случае сильно различающихся E_1 и E_2, когда степень перекрывания радиальных функций мала. Если энергии E_1 и E_2 первого и второго срываемых нейтронов близки друг к другу, то упомянутые радиальные функции сильно перекрываются, почти повторяют друг друга, и тогда, происходит захват «коррелированной» пары нуклонов.

Расстояние R_a между фрагментами ассоциативного распада выбирается таким образом, чтобы при $R > R_a$ перекрытие нуклонных плотностей фрагментов было бы уже настолько малым, чтобы можно было перенебречь влиянием эффектов антисимметризации на внутренние волновые функции фрагментов.

Переход происходит прямо из начального в конечное состояние передачей бинуклонной ассоциации, без изменения состояний внутренних нуклонов. Предполагается, что ассоциация находится в связанном S – состоянии. Эффективное сечение для реакции (t,p) может быть написано в виде:

$$d\sigma = \frac{E_t E_A}{\lambda^{1/2}(m_t^2 + m_A^2)(2J_t + 1)} \sum (2\pi)^4 \delta^4 (P_t + P_A - P_p - P_B) N_0^2 \left| M_{i \to f} \right|^2 dP_p, \qquad (12)$$

где $E_t = (p_t^2 + m_t^2)^{1/2}$ и $E_A = (\mathrm{P}_A^2 + m_A^2)^{1/2}$ – энергии налетающего t и ядра A, соответственно, $\lambda(x, y, z) = (x\text{-}y\text{-}z)^2 - 4yz$ – кинематическая функция.

Нулевая нормировка N_0 прямой реакции (t,p) несколько неоднозначна. Точные теоретические расчеты $N_0(t,p)$ дают результат величины в пределах от 200 до 900 МэВ·фм$^{2/3}$ [4].

Проблемой, в решении таких задач является разделения переменных, поскольку от этого зависит возможность аналитического вычисления интегралов по угловым переменным, а также по тем переменным, которые не связаны с взаимодействием частиц.

Мы, далее предполагаем синглетную, простую конфигурацию для конечного состояния, а спин-мишени берем равным нулю, $I_A = 0$, так что $J = I_B$ и $I = S$ и преобразуя коэффициенты Клебша-Гордана получим

$$\begin{aligned} d\sigma = &\frac{2E_t E_A}{\lambda^{1/2}\left(m_B^2 + m_t^2\right)} \sum_L \frac{2I_B + 1}{2L_t + 1} \left[S_{BA}^{\gamma J} C_{L_t SJ}(\gamma) \right]^2 \sum_{m,\mu} (-)^{\mu} \left\langle lm \middle| L_t \Lambda M_{L_t}, -\mu \right\rangle \times \\ &\times \left\langle 0, L_t M_{L_t}; \mathbf{k}_p \middle| M_{0\Lambda\mu}^{SS} \middle| \mathbf{k}_t \right\rangle \left\langle \gamma, L, 0, S, S; \mathbf{k}_t, \mathbf{k}_p \right\rangle \end{aligned}, \qquad (13)$$

где

$$\mathbf{J} = \mathbf{L}_t + \mathbf{S}, \quad \mathbf{I} = \Lambda + \mathbf{S}, \quad \mathbf{l} = \mathbf{L}_t - \Lambda\,, \tag{14}$$

γ обозначает другие квантовые числа, необходимые для полного описания данной конфигурации а

$$M_{0\Delta\mu}^{SS} = \sum_i \left\langle \gamma J M k_t \middle| M_{i\to f} \middle| k_p (-)^{I-M} I_B M_B \right\rangle. \tag{15}$$

Приведенный матричный элемент перехода.

Выражение (13) показывает, что если $I_A = 0$, то каждый переход характеризуется особым значением J=I_B. Далее, если рассматривать только $\Lambda = 0$, то, как следует из равенств (14), l = L и I = S. Однако, в общем случае орбитальный и "спиновый" переносы l и I не отождествляются с орбитальным L и спиновым S компонентами в равенстве (14); если $\Lambda \neq 0$, то следовательно, возможно что $l \neq L$ и $I \neq S$.

Заключение

В работе было использовано приближение нулевого радиуса. Если необходимость введения конечного радиуса взаимодействия для расчета обменных процессов более или менее очевидна, то для расчета прямых процессов в реакциях с легкими ассоциациями, казалось бы, можно ограничиться нулевым радиусом взаимодействия. Тем не менее, это не так, поскольку даже в реакциях однонуклонной передачи с легкими частицами на легких ядрах отдача всей системы не является малой. Если же рассматривать реакции передачи ассоциации то эффекты, связанные с отдачей, приобретают еще большее значение. С этой точки зрения использование нулевого радиуса взаимодействия наиболее оправдано в реакциях (d,p), (d,n), поскольку здесь отдача наименее существенна.

Мы делали широко используемое предположение о том, что не учитывается обмен нуклонами между двумя ядрами и что нуклоны-мишени не возбуждены. Затем, мы ограничивались тем, что внутренние состояния налетающего t, вылетающего p, и любых промежуточных ассоциаций предполагаются полностью симметричными S-состояниями, так что соответствующие последовательные взаимодействия передачи являются диагональными в спиновых состояниях ядер. При таком рассуждении радиальные волновые функции двух нейтронов, которые образуют ассоциацию, захваченной ядром, близки одна к другой, в частности, в периферической области ядра, где происходит «сшивание» волновых функций этих нуклонов в ядре - мишени (A) и в ядре B.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. S. Levin. Nucl. Phys. A. 1987, v. 463, p. 487¸.
2. Бережной Ю.А., Михайлюк В.П. ФЭЧАЯ, 2008, т.39, в.2, с. 437.

3. Абдулвагабова С.Г., Расулов Э.А. Вестник Бакинского Университета, 2002, № 3, с. 25-29
4. Абдулвагабова С.Г. Известия Высших Учебных Заведений. Физика, 2002, № 11, с.11-18.

İKİNUKLONLU ÖTÜRÜLMƏ PROSESLƏRİNDƏ BİNEYTRON ASSOSİASİYASI

S.Q.ƏBDÜLVAHABOVA, R.A.ƏHMƏDOV, İ.Q.ƏFƏNDİYEVA

XÜLASƏ

İşdə assosiasiya nəzəriyyəsinə əsaslanaraq nüvələrdə ikinuklonlu $A(p,t)B$ prosesləri öyrənilmişdir. Tədqiqat triton və protonun təhrif edilmiş müstəvi dalğaları ilə aparılmışdır. Bineytron assosiasiyası o vaxt qəbul edilə bilər ki, assosiasiyanın öz strukturunu saxlama müddəti neytronların dissosiasiya halında olma müddətindən böyük olsun. Bu zaman assosiasiyanın fraqmentləri arasında nuklon mübadiləsi baş vermir. Sıfır radius yaxınlaşmasında istifadə edilərək, fərz edilmişdir ki, nüvə tərəfindən udulan assosiasiyanı yaradan iki neytronun radial dalğa funksiyaları bir-birlərinə çox yaxındır. Bu bineytron assosiasiyasının nüvənin səthində yaranmasına gətirir. Bu yaxınlaşmada proton bineytron assosiasiyasının tutulduğu yerdən buraxılır. Baxılan yanaşmalar yüksək enerjilərdə səpilmələri yaxşı izah edir.

Açar sözlər: səpilmə, matrisa elementi, nuklon assosiasiyası, ikinuklonlu ötürmə, effektiv kəsik.

BINEUTRON ASSOCIATION IN THE PROCESS OF TWO-NUCLEON TRANSFER

S.G.ABDULVAHABOVA, R.A.AHMEDOV, I.G.AFANDIYEVA

SUMMARY

Based on the theory of association the two-nucleon transmission $A\ (p,\ t)B$ in nucleis studied. The study was carried out with the distorted plane waves of triton and proton. It has been suggested that bineutron association is acceptable if the time during which the association maintains its structure is large compared with the time when neutrons are in a dissociated form, and there is no exchange of nucleons between fragment associations. The approximation of zero radius was used. In the argument, the radial wave function of two neutrons which form association captured nuclei close to each other leads to the formation of bineutron association on the nuclei surface. In this approach, the proton is emitted at the same point, where bineutron association is captured. This approach gives a good description of the scattering at high energies.

Key words: scattering, matrix element, nucleon association, two-nucleon transfers, cross section

Поступила в редакцию: 23.04.2014 г.
Подписано к печати: 04.07.2014 г.