

PACS 25.40-Ep  
УДК 531.1

### ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ С БИНЕЙТРОННЫМИ АССОЦИАЦИЯМИ

С.Г.АБДУЛВАГАБОВА<sup>1</sup>, Р.А.АХМЕДОВ<sup>2</sup>, И.К.ЭФЕНДИЕВА<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Бакинский Государственный Университет

<sup>2</sup>Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия  
sajida.gafar@gmail.com

На основе теории ассоциации обсуждаются поляризационные эффекты в двухнуклонных передачах ( $t, p$ ). Потенциал взаимодействия между нуклонами является локальным, короткодействующим и бинейтронная ассоциация находится в ядре в «готовом» виде. В исследовании не учитывалось взаимодействие между частицами ассоциации. Внутренние состояния налетающего  $t$ , вылетающего  $p$ , и любых промежуточных состояний ассоциаций предполагаются полностью симметричными  $S$ -состояниями, так что соответствующие последовательные взаимодействия передачи являются диагональными в спиновых состояниях ядер. В этом случае переход происходит прямо из начального в конечное состояние передачи бинуклонной ассоциации без изменения состояний внутренних нуклонов. Установлено, что степень поляризации пропорциональна вероятности того, что бинейтроны, «нацеленные» на ядро  $A$  с соответствующими значениями импульса и момента количества движения, будут захвачены с образованием данного состояния ядра  $B$ .

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

Экспериментальные результаты позволяют теоретически изучать спиновые эффекты в динамике прямых ядерных реакций при больших параметрах столкновения. Были исследованы следующие: спин-орбитальная часть оптического потенциала, поляризационные эффекты в двухнуклонных реакциях, для описания которых можно успешно использовать метод искаженных волн, метод связанных каналов, модель ассоциации и др.

В работе [1] на основе теории ассоциации в ядрах обсуждался двухнуклонный передач в реакциях  $A(t, p)B$ . Исследование проводилось с искаженными плоскими волнами тритона и протона в приближение нулевого радиуса. В рассуждении, что радиальные волновые функции двух ней-

тронов, 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.

В данной работе теория ассоциация применяется к анализу поляризационных характеристик  $A(t, p)B$  реакций.

### Формальное описание поляризационных эффектов

Рассмотрим процесс реакции  $t + A \rightarrow B + p$  в лабораторной системе отчета и 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. В  $(t, p)$  реакции происходят диссипативные явления, то есть диссипация орбитального углового момента в реакции  $t + A \rightarrow B + p$ , в которой часть относительного углового момента  $\mathbf{L}_i$ , характеризующая первоначальную траекторию, переходит в спины фрагментов в соответствии с выражением  $\Delta\mathbf{L} = \mathbf{L}_A - \mathbf{L}_t \equiv \mathbf{L}_B + \mathbf{L}_p$ .

Рассеяние может сопровождаться переходами между различными  $LJ$ -состояниями, совместимыми с сохранением полного момента. Однако орбитальный момент и спин не являются хорошими квантовыми числами, и парциальная волна, соответствующая определенным  $L$  и  $S$ , может вызвать рассеянную волну с  $L' \neq L, S' \neq S$ . Если принять во внимание, что хорошими квантовыми числами являются полный момент и четность, амплитуды рассеянных волн образуют матрицу, элементы которой зависят от следующих индексов:  $J, L$  и  $S$ .

В схеме связи  $\mathbf{I}_t + \mathbf{L} = \mathbf{j}, \mathbf{I}_A + \mathbf{j} = \mathbf{J}$ , вследствие статистической природы диссипации передаваемый угловой момент  $\Delta\mathbf{L}$  не полностью поляризован перпендикулярно плоскости реакции, и спины можно разложить на выстроенную  $\mathbf{J}$  и флуктуационную  $\mathbf{J}'$  компоненты, т.е. с  $\langle J_x \rangle = \langle J_y \rangle = 0, \langle J_z \rangle = J_0$ .

Передаваемый орбитальный момент  $\Delta\mathbf{L}$  является в основном выстроенным и возрастает с увеличением потери кинетической энергии. Эта передача углового момента происходит двояким образом: как неупругое возбуждение ядра определенной мультипольности и как передача нуклонов, занимающих определенные орбитали в первоначальном и остаточном ядре. При этом можно поставить физические вопросы о диссипации энергии и углового момента, о распределении  $\Delta\mathbf{L}$  между фрагментами и об ориентации каждого фрагмента, характеризуемой отношением  $J/J'$  в зависимости от таких типичных параметров реакции, как энергия, значение  $Q$ , угол отклонения.

Волновую функцию начального состояния можно записать в виде:

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

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,  $r = |\vec{r}_{n_1} - \vec{r}_{n_2}|$ ,  $\vec{\rho}$  - 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:

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

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

В приближение нулевого радиуса [2] протон испускается в той же точке, в которой захватывается бинейтронная ассоциация. Математически это сводится к выбору потенциала следующим образом:

$$V f^s(\vec{r}, \vec{\rho}) = W(\vec{r}) \delta(\vec{\rho}). \quad (3)$$

Для данного случая аналитическое выражение для поляризации излученного протона были выведены в [3] на основе квазиклассических моделей с гауссовым распределением:

$$P(J_p) = \exp(-(J_t - J_p)^2) / 2(d\sigma / d\Omega)^2 \quad (4)$$

Для  $J_t = 1/2$  ориентация протона полностью характеризуется вектором поляризации. Если спин  $J_t$  распределен симметрично вокруг оси  $z$ , которая перпендикулярна плоскости реакции, то среднее значение  $P_z$  можно выразить через амплитуды рассеяния:

$$\langle P(J_p) \rangle = \frac{1}{J_p} \frac{\lambda(m_B^2 + m_t^2 + m_A^2)^2}{8E_t^2 E_A^2} \sum_{J_t L M_t} (2J_t + 1) \langle L M_L; k_p | M_{i \rightarrow f} | k_t \rangle^2, \quad (5)$$

где [1]

$$M_{i \rightarrow f}^{S=0} = \delta_{m_t m_p} \sum_L 4\pi \sqrt{((2L+1))} i^L \int \Psi_B^{*S=0}(\xi, \vec{R}) \Psi_A(\xi) W(\vec{r}) j_l(k_p \vec{R}') j_L(k_t \vec{R}) d\xi d\vec{r} d\vec{R}' d\vec{R}, \quad (6)$$

$$\text{где } \vec{R}' = \frac{A}{A+2} \vec{R}.$$

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 пренебречь влиянием эффектов антисимметризации на внутренние волно-

вые 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.

Значение матричного прехода и соответственно значение поляризации зависит от орбитального момента бинейтрона, которое непосредственно определяет четность конечного состояния (если известна четность исходного ядра) и дает существенные сведения для определения спина этого состояния. Кроме того, степень поляризации (абсолютная величина вектора поляризации называется степенью поляризации) должна быть также пропорциональна вероятности того, что бинейтроны, «нацеленные» на ядро  $A$  с соответствующими значениями импульса и момента количества движения, будут захвачены с образованием данного состояния ядра  $B$ . Эта вероятность, очевидно, зависит от того, насколько конечное состояние ядра  $B$  похоже на систему, составленную из ядра  $A$  в основном состоянии и плюс бинейтроны с полным орбитальным моментом  $L$ . Для случая, при котором ядро  $B$  проводит очень малую долю времени в конфигурации «ядро  $A$  в основном состоянии и плюс бинейтроны» степень поляризации будет мала. С другой стороны, образование конечного состояния, находящегося в упомянутой конфигурации большую часть времени, приведет к большому значению поляризации.

Исследование поляризации нуклонов при рассеянии на ядрах часто производится с помощью двойного рассеяния. Пучок нуклонов, рассеиваясь на одном из ядер первой мишени, частично поляризуется. Степень поляризации определяется по разности интенсивности пучков, рассеянных ядрами второй мишени на одинаковые углы вправо и влево. Вектор поляризации рассеянных частиц на ядрах нулевого спина всегда направлен перпендикулярно к плоскости рассеяния.

В данной работе все расчеты проводились на основе нерелятивистской квантовой механики. Но при достаточно высоких энергиях существенными становятся неупругие процессы, связанные с образованием мезонов. 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. Поэтому возможность описания взаимодействия между нуклонами с помощью потенциала ограничена со стороны высоких энергий. Такое ограничение по энергии означает, что однозначное определение потенциала на малых расстояниях вообще невозможно.

### Заклучение

В работе было использовано приближение нулевого радиуса с предположением о том, что не учитывается обмен нуклонами между двумя ядрами и что ядро-мишень не возбуждено. Затем, мы ограничивались тем, что внутренние состояния налетающего  $t$ , вылетающего  $p$ , и любых промежуточных состояний ассоциаций являются 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, захваченную 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  $B$ .

Рассеяние нуклонов ядрами, обладающими спином, также сводится к задаче рассеяния частиц потенциальным полем. Однако в этом случае вследствие того, что спиновое пространство системы имеет большое число степеней свободы, общее выражение для амплитуды или для поляризации имеет более сложный вид.

Для объяснения двухнуклонных передач существуют разные подходы, каждый из которых рассматривает должным образом некоторые, но не все аспекты этих переходов. Среди этих аспектов: использование точных волновых функций тритона и соответствующее точное взаимодействие; точная трактовка ограниченной области взаимодействий в амплитуде как первого, так и второго порядка; объяснение неортогональности поправки к члену второго порядка, который стремится ликвидировать амплитуду первого порядка. К тому же, все результаты очень чувствительны к оптическим потенциалам и к волновым функциям ядра, использованным для матрицы перехода.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Абдулвагабова С.Г., Ахмедов Р.А., Эфендиева И.К. Вестники Бакинского Университета, 2014, № 2, стр. 157-162.
2. Абдулвагабова С.Г., Расулов Э.А. // Вестники Бакинского Университета, 2002, № 3, с. 25-29.
3. Ю.А. Бережной, В.П. Михайлюк. ФЭЧАЯ, 2008, т.39, в.2, с. 437.

### BİNEYTRON ASSOSİASİYASI İLƏ GEDƏN PROSESLƏRDƏ POLYARİZASİYA EFFEKTƏLƏRİ

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

### XÜLASƏ

İşdə assosiasiya nəzəriyyəsinə əsaslanaraq nüvələrdə iki nuklonlu ötürülmə ( $t$ ,  $p$ ) reaksiyalarında polyarizasiya effektləri öyrənilmişdir. Nuklonlar arasında qarşılıqlı təsir potensialı lokal və yaxından təsir göstərən qəbul edilmişdir. Fərz edilir ki, bineytron assosiasiyası nüvədə “hazır” haldadır və onun nuklonları arasında qarşılıqlı təsir yoxdur. Düşən  $t$  tritonun və uçan  $p$  protonun daxili halları və assosiasiyanın istənilən aralıq halları tam simmetrik  $S$

halındadır. Bunun nəticəsində ardıcıl keçidlər nüvənin spin hallarına görə diaqonal olur. Bu halda keçid ilkin və son hallarda daxili nuklonların hallarının dəyişməsi ilə bineutron assosiasiyasının ötürülməsi ilə baş verir. Müəyyən edilmişdir ki, polyarizasiyanın tərtibi  $A$  nüvəsinə "tuşlanmış" müəyyən impuls və hərəkət miqdarı momentinə malik bineutronların  $B$  nüvəsinin uyğun halının yaranma ehtimalı ilə mütənasibdir.

**Açar sözlər:** nuklon assosiasiyası, səpilmə, matrisa elementi, iki nuklonlu ötürmə, effektiv kəsik, polyarizasiya.

## **POLARIZATION EFFECTS IN PROCESSES WITH BINEUTRON ASSOCIATIONS**

**S.G.ABDULVAHABOVA, R.A.AHMADOV, I.G.AFANDIYEVA**

### **SUMMARY**

Based on the theory of association, the polarization effects in two-nucleon transfers ( $t$ ,  $p$ ) have been studied. Potential interaction between nucleons is local, short-range and bineutron association is at the nucleus in a "ready" state. The study did not take into account the interaction between the particles of the association. The momentums of the internal state of the incident  $t$ , departing  $p$ , and any intermediate state associations are assumed at fully symmetric  $S$ -state, so that the corresponding sequential interaction transmission is diagonal in the spin states of nuclei. In this case, the transition is happening right from the initial to the final state transfer bineutron association without changing the internal states of nucleons. The degree of polarization is proportional to the probability that bineutrons "aimed" at the nucleus of  $A$  with the corresponding values of momentum and angular momentum are captured with the formation of the state of the nucleus  $B$ .

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

*Поступила в редакцию: 06.02.2015 г.*

*Подписано к печати: 18.06.2015 г.*