BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ
№1 *Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası* *2005*

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИСКАЖЕННЫХ ВОЛН К (t,p) РЕАКЦИЯМ

С.Г. АБДУЛВАГАБОВА, Н.Ш. БАРХАЛОВА, Т.О.БАЙРАМОВА

Рассматривается применение высокоэнергетического приближения к анализу характеристик прямых ядерных реакций (t,p). В методе искаженных волн получены модельно независимые формулы для амплитуды (t,p) реакции на четно-четных ядрах, а также формула для эффективного сечения реакции.

1. Введение

Среди различных процессов прямых двухнуклонных реакций (t,p) реакция занимает особое положение. Изучение этих реакций является важнейшим источником получения сведений о структуре ядер. Эти исследования позволяют получать сведения о размерах ядер, о распределении нуклонной плотности внутри ядер и о других характеристиках ядер в основном состоянии.

Для обьяснения 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 особенно чувствительна величина сечения к волновым функциям ядра, использованным для матрицы перехода.

В настоящей работе на основе высокоэнергетического приближения рассматривается применение метода искажённых волн Глаубера к анализу характеристик прямых ядерных реакций. Получены модельно-независимые формулы для амплитуды (*t,p*) реакций в чётно-чётных ядрах, а также следующие из них формулы для дифференциального сечения и функции поляризации данной реакции.

2.Высокоэнергетическое приближение

Поскольку в высокоэнергетическом приближении не накладывается никаких ограничений на массы и координаты частиц, в этом приближении и конечный радиус, и отдача считаются точно. Поэтому высокоэнергетическое приближение можно использовать для вычисления дифференциальных сечений, как для прямых, так и для обменных процессов. Кроме того, в этом приближении влияние искажений учитывается только в фазе плоской волны. Это приближение по своему смыслу очень близко к квазиклассическому приближению.

Специфической особенностью двухнуклонной реакции передачи является то, что амплитуда перехода, вообще говоря, это сумма отдельных двухчастичных вкладов, каждый со своей фазой и амплитудой.

Однако основные особенности задачи, прежде всего физическая картина явлений, остаются еще недостаточно изученными по сравнению, например, с обычной потенциальной задачей рассеяния двух частиц. Трудности их изучения связаны, в основном, с необычайной сложностью общего аналитического анализа решений в проблеме многих частиц.

В частности, мы рассматриваем структуру передачи углового момента, происходящей во время двухнуклонной реакции передачи A(t,p)B. Во-первых, мы делаем широко используемое предположение о том, что толь-ко "прямой" член вносит вклад (это означает, что мы не учитываем обмен нуклонами между двумя ядрами) и что нуклоны-мишени не возбуждены. Затем, мы ограничиваемся большинством обычных случаев ядерных реакций, в которых внутренние состояния налетающего t, вылетающего p, и любых промежуточных частиц (t=d+p), которые образуются во время последовательного переноса, предполагаются полностью симметричными S-состояниями, и мы, естественно, полагаем при таком рассуждении, что радиальные волновые функции двух нейтронов, захваченных ядром, близки одной к другой, в частности в периферической области ядра, где происходит «сшивание» волновых функций этих нуклонов в ядре - мишени (A) и в ядре – снаряде (B).

Вкратце, переход первого порядка происходит прямо из начального в конечное состояние передачей нуклонной пары, без изменения внутренних нуклонов. Эффективное сечение для реакции (t, p) может быть написано в виде [1]:

$$d\sigma = \frac{E_t E_A}{\lambda^{1/2}(m_p^2 + m_A^2 + m_B^2)(2J_t+1)} \sum (2\pi)^4 \delta^4 (P_t + P_A - P_p - P_B) \left| F_{BA}^{tp}(J) \right|^2 dP_p \,, \quad (1)$$

где $E_t = (\mathbf{P}_t^2 + m_t^2)^{1/2}$ и $E_A = (\mathbf{P}_A^2 + m_A^2)^{1/2}$ -энергия налетающего p и ядра-мишени A соответственно, $\lambda(x, y, z) = (x\text{-}y\text{-}z)^2 - 4\,yz$ -кинематическая функция.

Амплитуда перехода в нулевом приближении, $F^{tp}_{BA}(J)$ имеет следующую форму:

$$F^{tp}_{BA}(J) = N_o \sum S^{j,J}_{BA} \int d\mathbf{r} \varphi^{(+)*}_p(\mathbf{k}_p, \mathbf{r}) F_{\gamma JM}(\mathbf{r}) \varphi^{(-)}_t(\mathbf{k}_t, \mathbf{r}) \left(\left(\frac{A+2}{A} \right) \mathbf{r} \right), \quad (2)$$

где N_0 обозначает нулевую нормировку, $\varphi^{(-)}_t$ и $\varphi^{(+)}_p$ – падающая и уходящая искажённые волны, соответственно, $F_{\gamma JM}$ означает форм-фактор захваченных нейтронов, γ, J, обозначают конфигурацию и полный угловой момент двух внешних нуклонов, а M – полный магнитный момент.

В работе [2] показано, что обычный способ учета ядерных искажений при расчете $\varphi^{(+)}_p$ и $\varphi^{(-)}_t$ в рамках оптической модели приводит к заниженным значениям теоретических сечений, так как не учитывает вклада процессов, связанных с некогерентным перерассеянием протона на нуклонах ядра-мишени A. Этот эффект можно учесть, используя глауберовские искаженные волны. Эти искажённые волны могут быть записаны:

$$\varphi^{(+)}_p(\mathbf{k}_p, \mathbf{r}) = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\mathbf{k}_p, \mathbf{r}) \prod_{j=1}^{A+2} \left[1 - \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{b}_j) \theta(\mathbf{z} - \mathbf{z}_j) \right] \chi^t_m(\mathbf{s}) \ , \quad (3)$$

$$\varphi^{(-)}_t(\mathbf{k}_t, \mathbf{r}) = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\mathbf{k}_t, \mathbf{r}) \prod_{j=1}^{A} \left[1 - \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{b}_j) \theta(\mathbf{z} - \mathbf{z}_j) \right] \chi^p_m(\mathbf{s}), \quad (4)$$

где $\Gamma(\mathbf{b})$ – профильная функция

$$\Gamma(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi i k} \int d^2 q e^{-i\mathbf{qb}} f(\mathbf{q}), \quad (5)$$

$\theta(z)$ – дискретная функция Хевисайда где $\theta(z)$- ступенчатая функция Хевисайда:

$$\theta(z) = \begin{cases} 1 \text{ при } z > 0 \\ 0 \text{ при } z < 0 \end{cases}, \quad (6)$$

$\chi_m(\mathbf{s})$ -спиновая функция. В этих равенствах b –параметр цели.

Основной особенностью интегралов, возникающих в выражениях, является то, что потенциалы взаимодействия и волновые функции относительного движения, а также искаженные волны зависят от разных комбинаций относительных переменных, используемых в задаче. Проблема разделения переменных является весьма важной, поскольку от ее решения зависит возможность аналитического вычисления интегралов по угловым переменным, а также по тем переменным, которые не связаны с взаимодействием частиц.

Существенным моментом в вычислении интеграла перекрытия является также разбиение волновой функции ядра на волновые функции сложных подсистем, которые могут обладать собственными возбужденными состояниями.

Представим $F_{\gamma JM}$ в виде

$$F_{\gamma JM} = \sum_i \left\langle \gamma JMk_p \middle| F_{IM} \middle| k_t (-)^{I-M} I_B M_B \right\rangle, \qquad (7)$$

где F_{IM} – приведенная матрица.

Тензорный оператор F можно разложить на члены, которые носят специфически тензорный характер, в пространственных и спиновых координатах отдельно

$$F_{IM} = \sum_{\Sigma\lambda\sigma\mu} F_{\Sigma\lambda\sigma\mu}(r_1 r_2 s_1 s_2) \left\langle \Sigma\lambda\sigma\mu \middle| IM \right\rangle. \qquad (8)$$

$F_{\Sigma\Lambda\sigma\mu}$ соответствует произведению сферических функций $Y^{\mu}_{\Lambda} Y^{\sigma}_{\Sigma}$.

Теперь рассмотрим конечное состояние $\left|\gamma JM\right\rangle = \left|\gamma j_1 \gamma_2, JM\right\rangle$ переданных нуклонов, где γ по-прежнему обозначает другие квантовые числа, необходимые для полного описания данной конфигурации. Оно может быть преобразовано из *jj*- связи в *LS*- связь,

$$\left|\gamma j_1 j_2, JM\right\rangle = \sum_{LM_L SM_S} C_{LSJ}(\gamma) \left| l_1 l_2 LM_L \frac{1}{2}\frac{1}{2}, SM_S \right\rangle \left\langle LSM_L M_S \middle| JM \right\rangle \qquad (9)$$

где $C_{LSJ}(\gamma)$ – обычные коэффициенты *LS-jj* преобразования. Правая часть равенства (9) содержит очень важные множители пространственных и спиновых координат, каждый из которых не зависит от J. Зависимость от J содержится только в коэффициентах связи углового момента. Подстановка равенств (8) и (9) в равенство (7) приводит приведенную амплитуду к виду

$$F_{\gamma JM} = \sum C_{LSJ}(\gamma) \left\langle l_1 l_2, LM_L; \mathbf{k}_p \,|\, F^{LS}_{\Lambda\mu} \,|\, \mathbf{k}_t \right\rangle \left\langle JM \,|\, J_p J_t M_p, -M_t \right\rangle \times$$
$$\times (-)^{I_t - M_t} \left\langle \Lambda\Sigma\mu s \,|\, IM \right\rangle \left\langle LSM_L M_S JM \right\rangle \qquad (10)$$

где суммирование проводится по L, S, J, Λ, M_L, и M. Теперь, чисто пространственный оператор $F_{\Lambda\mu}$ является μ-той компонентой тензора ранга Λ и может быть определён скалярным произведением в спиновом пространстве:

$$F^{LS}_{\Lambda\mu}(r_1 r_2) = < SM_S(s_1 s_2), F_{\Lambda\mu\Sigma\sigma}(r_1 r_2 s_1 s_2) > \qquad (11)$$

т.е. F получается из F^{LS} при применении двухнуклонного спинового состояния, проявившегося в равенстве (7). Преобразуя коэффициенты Клебша-Гордана в равенстве (11), мы получаем

$$F_{\gamma JM}=\sum_{lI}\left\langle JM_I\mid J_pJ_tM_p,-M_t\right\rangle(-)^{J_t-M_t}\left\langle JM\mid l\,\mathrm{Im}M\right\rangle\sum_{SL\Lambda}lI(-)^{S-J}C_{LSJ}(\gamma)$$
$$W(I\Lambda JL;SL)\times$$
$$\times\sum_{\mu}(-)^{\mu}\left\langle lm\mid L\Lambda M_L,-\mu\right\rangle\left\langle l_1l_2,LM_L;\mathbf{k}_p\mid F^{LS}_{\Lambda\mu}\mid\mathbf{k}_t\right\rangle\left\langle\gamma,L,\Lambda,I,S;\mathbf{k}_p,\mathbf{k}_t\right\rangle \quad (12)$$

где W – обычный коэффициент Раджи.

Суммируя по различным проекциям спина M_f в выражении для дифференциального сечения в результате имеем

$$d\sigma=\frac{2E_tE_A}{\lambda^{1/2}(m_B^2+m_p^2+m_A^2)}\frac{2J_B+1}{(2J_A+1)(2L\ \ +1)}\sum_{lIJm}(2I+1)\times$$
$$\times\mid S^{\gamma J}_{BA}\sum_{LS}(-)^SC_{LSJ}(\gamma)\sum_{\Lambda}W(I\Lambda JL;Sl)\times \quad (13)$$
$$\times\sum_{\mu}(-)^{\mu}\left\langle lm\mid L\Lambda M_L,-\mu\right\rangle\left\langle l_1l_2,LM_L;\mathbf{k}_p\mid F^{LS}_{\Lambda\mu}\mid\mathbf{k}_t\right\rangle\left\langle\gamma,L,\Lambda,I,S;\mathbf{k}_p,\mathbf{k}_t\right\rangle\mid^2$$

Мы, далее, предполагаем синглетную, простую конфигурацию для конечного состояния, а спин мишени берём равным нулю, $I_A = 0$, так что $J = I_B$ и $I = I_b = S$. Тогда выражение (13) приводится к

$$d\sigma=\frac{2E_tE_A}{\lambda^{1/2}\left(m_B^2+m_p^2+m_A^2\right)}\sum_L\frac{2I_B+1}{2L+1}\left[S^{\gamma J}_{BA}C_{LSJ}(\gamma)\right]^2\sum_{m,\mu}(-)^{\mu}\left\langle lm\middle|L\Lambda M_L,-\mu\right\rangle\times$$
$$\times\left\langle 0,LM_L;\mathbf{k}_p\middle|F^{SS}_{0\Lambda\mu}\middle|\mathbf{k}_t\right\rangle\left\langle\gamma,L,0,S,S;\mathbf{k}_p,\mathbf{k}_t\right\rangle \quad (14)$$

Равенство (14) показывает, что если $I_A = 0$, то каждый переход характеризуется особым значением $J=I_B$. Далее, стандартная модель, обсуждаемая далее внизу, рассматривает только $\Lambda = 0$ и, 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; если $\Lambda\neq 0$, то следовательно, возможно что $l\neq L$ и $I\neq S$.

Одновременный (одноступенчатый) и последовательный (двухступенчатый) каналы передачи при данном подходе явно не различаются, и сложностей такого рода удаётся избежать. Несмотря на то, что обмен нуклонами между двумя ядрами не учитывается, во всех других отношениях наш формализм удовлетворяет требованиям антисимметричности. Надо отметить, что значение правильной трактовки антисимметризации в матрице амплитуды была подчёркнута в [3], вероятно чтобы обеспечить последовательный набор спектроскопических амплитуд для альтернативных путей реакции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гареев Ф., Ратис Ю.Л. Инклюзивные реакции перезарядки протонов на ядрах с возбуждением дельта изобары. Сообщение ОИЯИ, Р2-89-805, с. 1-19.

2. Кадменский С.Г. Прямые ядерные реакции и теория открытых ферми-систем. ЯФ, 1999, том 62, №4, с. 639-647.
3. Абдулвагабова С.К., Расулов Э.А. Квазипотенциальный подход для описания *pp*-рассеяния при высоких энергиях. Известия высших учебных заведений, Физика, 2003, № 7, с. 91-92

(t,p) REAKSİYALARINA TƏHRİF OLUNMUŞ DALĞALAR METODUNUN TƏTBİQİ

S.Q. ƏBDÜLVAHABOVA, N.Ş. BARXALOVA, T.O. BAYRAMOVA

ANNOTASİYA

Qlauberin təhrif olunmuş dalğalar metodundan istifadə edərək, yüksək enerjili yaxınlaşmada cüt-cüt nüvələrdə birbaşa gedən reaksiyalar təhlil olunur. (*t,p*) reaksiyasının modeldən asılı olmayan amplitudu və reaksiyanın effektiv kəsiyi üçün düsturlar alınmışdır. İki nüvə arasında nuklonların mübadiləsinin nəzərə alınmamasına baxmayaraq baxılan yaxınlaşma antisimmetrikliyi pozmur.

THE APPLICATION OF THE DISTORTED WAVES METODS TO (t,p)P REACTIONS

S.G.ABDULVAHABOVA, N.Sh.BARKHALOVA, T.O.BAYRAMOVA

ABSTRACT

The work deals in the high energy approximation with the method of Glauber distorted waves as applied to analysis of direct nuclear reactions. The model-independent formulae for the amplitude *(t,p)* reactions in even-even nucleus and formulae for the differential section for this proton are obtained. Exchanges of nucleons between the two nuclei are neglected, but in every other respect our formalism satisfies the requirements of antisymmetrization.