ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р7-95-235

В.К.Лукьянов, С.И.Федотов

О МЕХАНИЗМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОНЕЧНОГО РАДИУСА В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

1995

Введение

Изучение прямых реакций передач нуклонов проводится обычно в рамках метода искаженных волн (МИВ) в так называемом приближении нулевого радиуса взаимодействия, которое оправдывает себя для дейтрона и вызывает серьезные возражения в случае более тяжелых падающих ядер, особенно тяжелых ионов. В последнем случае его используют вынужденно, чтобы избежать расчетов шестимерных интегралов в амплитуде реакции.

В последние годы реакции передач с тяжелыми ионами стали использовать для получения информации о структуре ядер, которую невозможно извлечь, пользуясь хорошо изученными ранее реакциями типа дейтронного срыва. В то же время для изучения экзотики типа ядерного "гало" и ядер на границах стабильности от теории прямых реакций с тяжелыми ионами требуется весьма высокий уровень точности, который невозможно достичь, оставаясь в рамках МИВ с приближением нулевого радиуса.

Проблема учета конечного радиуса взаимодействия исследовалась ранее с помощью метода, где, по существу, использовалась процедура разложения искаженных волн по радиусу падающей частицы, но она оказалась практически применимой только в реакциях с легкими ионами, в основном даже с дейтронами. Для тяжелых ионов больше подходит метод, где используется разложение в парциальный ряд характерного интеграла перекрытия с участием одночастичных функций передаваемого нуклона в начальном и конечном ядре. Однако при этом из-за усложнения конечных формул теряется исходная простота самого МИВ. И в том и в другом случае приходится прибегать к громоздким численным расчетам, что затрудняет понимание физики изучаемых реакций. Детальное изложение этих подходов дано, например, в [1].

Ниже предлагается довольно простой метод учета конечного радиуса взаимодействия, который основан на выборе элементарной трансцендентной функции, фитирующей внешний пик одночастичных функций передаваемого нуклона в начальном и конечном ядре [2,3]. С помощью таких функций удается вычислить в явном виде соответствующий интеграл перекрытия в МИВ конечного радиуса. В своем практическом применении этот метод сводится к замене в обычной амплитуде МИВ нулевого радиуса одночастичной функции переданного нуклона в конечном ядре на полученную нами функцию перекрытия. При этом и та и другая функции известны в явном виде и содержат полюсные особенности на комплексной r-плоскости, что позволяет проводить, например, вычисления амплитуды реакции в высокоэнергетическом приближении (ВЭП) в аналитическом виде [4].

Амплитуда реакции МИВ конечного радиуса

Рассмотрим прямую реакцию $a+A \to b+B$, где $a = x+b$, $B = A+x$, а передаваемую частицу x будем для простоты считать бесспиновой. Тогда соответствующие сечение и амплитуда реакции в рамках МИВ имеют вид [1]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{1}{(2J_A+1)(2J_a+1)} \sum_{m_b, M_B; M_A, m_a} |\tilde{T}_{bB,Aa}|^2, \tag{1}$$

$$\tilde{T}_{bB,Aa} = J \int d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta \Psi_\beta^{(-)^*}(\vec{r}_\beta) < \phi_b \phi_B | V(r_{bx}) | \phi_a \phi_A > \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{r}_\alpha), \tag{2}$$

где

$$\vec{r}_{Ab} = \vec{r}_\beta + \frac{\mu_x}{\mu_B} \vec{r}_{Ax} = \vec{r}_\alpha - \frac{\mu_x}{\mu_a} \vec{r}_{bx}, \tag{3}$$

а векторы $\vec{r}_\alpha$ и $\vec{r}_\beta$ соответствуют расстояниям между центрами тяжести сталкивающихся ядер в начальном $a+A$ и конечном $b+B$ каналах реакции. В случае реакции с тяжелыми ионами естественно предполагать, что

$$\frac{\mu_x}{\mu_B} \ll 1, \quad \frac{\mu_x}{\mu_a} \ll 1, \quad \vec{r}_\alpha \simeq \vec{r}_\beta = \vec{r}. \tag{4}$$

При этом из "треугольника векторов реакции" с вершинами b, x, A видно, что $\vec{r}_{bx}$ и $\vec{r}_{Ax}$ располагаются вдоль линии вектора $\vec{r}_{Ab}$ так, что можно считать

$$\vec{r}_{Ab} = \vec{r} \uparrow\uparrow \vec{r}_{Ax} = \vec{r}_2, \quad \vec{r} \downarrow\uparrow \vec{r}_{bx} = \vec{r}_1. \tag{5}$$

В этом приближении оказывается $r_1 + r_2 = r$. И поскольку из-за сильного внутриядерного поглощения основной вклад в реакцию даст область вблизи поверхности каждого из ядер ($r_1 \sim R_1$ и $r_2 \sim R_2$), то основной вклад в интеграл по координате относительного движения будут давать $r \sim R_1 + R_2 = R$, где R – радиус ядро-ядерного взаимодействия. Далее представляем перекрытие внутренних волновых функций в виде

$$< \phi_b | \phi_a >= \sum_{l_1, m_1} \gamma_{l_1}^a (j_b m_b l_1 m_1 | j_a m_a) \phi_{l_1}^a (r_1) Y_{l_1, m_1}(\hat{\vec{r}}), \tag{6}$$

$$< \phi_B | \phi_A >= \sum_{l_2, m_2} \gamma_{l_2}^B (J_A M_A l_2 m_2 | J_B M_B) \phi_{l_2}^B (r - r_1) Y^*_{l_2, m_2}(-\hat{\vec{r}}), \tag{7}$$

где $S_l = \gamma_l^2$ есть спектроскопический фактор. Подставляя (6), (7) в (2) и используя соотношение

$$Y_{l_1m_1}(\hat{\vec{r}}_1)Y^*_{l_2m_2}(-\hat{\vec{r}}_1) =$$
$$= (-1)^{m_2}\sum_{l,m}(-1)^l\sqrt{\frac{(2l_1+1)}{4\pi}}(l_10l_2|l0)(lml_1m_1|l_2m_2)Y^*_{lm}(\hat{\vec{r}}), \qquad (8)$$

получаем

$$\tilde{T}_{bB,Aa} = \sum_{l,l_1,l_2}(-1)^l\gamma^B_{l_2}\gamma^a_{l_1}\sqrt{\frac{(2l_1+1)}{4\pi}}(l_10l_2|l0)\times$$
$$\times\sum_{m,m_1,m_2}(-1)^{m_2}(lml_1m_1|l_2m_2)(J_AM_Al_2m_2|J_BM_B)(j_bm_bl_1m_1|j_am_a)T^{bB,Aa}_{lm}, \qquad (9)$$

где амплитуда перехода

$$T^{bB,Aa}_{lm} = \int d\vec{r}\,\Psi^{(-)*}_{\beta}(\vec{r})\Im^{aB}_l(r)Y^*_{l,m}(\hat{\vec{r}})\Psi^{(+)}_{\alpha}(\vec{r}), \qquad (10)$$

а интеграл перекрытия конечного радиуса

$$\Im^{aB}_l(r) = \int r_1^2dr_1\phi^B_{l_2}(r-r_1)V(r_1)\phi^a_{l_1}(r_1). \qquad (11)$$

Подставляя (9)-(11) в (1) и суммируя по проекциям моментов передаваемой частицы и ядер начального и конечного состояний, получаем сечение реакции в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4\pi\frac{\mu_\alpha\mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2}\frac{k_\beta}{k_\alpha}\frac{2J_B+1}{2J_A+1}\sum_{l,m}S^a_{l_1}S^B_{l_2}(l_10l_20|l0)^2\frac{|T^{bB,Aa}_{lm}|^2}{2l+1}. \qquad (12)$$

Здесь не обозначено суммирование по l_1 и l_2, поскольку, как обычно, рассматриваются переходы между состояниями с заданными квантовыми числами состояний ядер начального и конечного каналов реакции. Приближение нулевого радиуса взаимодействия получается из (11), если положить

$$V(r_1)\phi^a_l(r_1) = D_0r_1^{-2}\delta(r_1), \qquad (13)$$

где константа D_0 выражается через энергию отделения частицы x в налетающем ядре a.

Из сравнения (10) и (13) видно, что учет взаимодействия конечного радиуса в реакциях однонуклонных передач с тяжелыми ионами фактически сводится к МИВ с нулевым радиусом при замене функции связанного состояния нуклона $\phi^B_{l_2}(r)$ на функцию перекрытия (11). Эта последняя определяется интегралом от одночастичного потенциала среднего поля падающего ядра a, его нуклонной функции и волновой функции этого же нуклона, но уже в конечном ядре B.

Одночастичные функции передаваемого нуклона в реакциях с тяжелыми ионами

Задача теперь состоит в расчете интегралов перекрытия $\Im_l^{aB}(r)$, в которые входят две одночастичные функции передаваемого нуклона. Из-за периферического характера реакции нам нужно знать эти функции в основном в области поверхности каждого из ядер a и B. Для многоузловых состояний это есть внешние пики одночастичных функций. Для изучения поведения подобных функций в области ядерной поверхности были рассчитаны в нечетных ядрах нейтронные радиальные функции с $l = 0, 1, 2$ и 3 в поле потенциала Вудса–Саксона со спин-орбитальным взаимодействием. Параметры потенциала были взяты из работ [5]. Как правило, в случае орбит с энергиями связи от нескольких мегаэлектронвольт до ~ 10 МэВ радиальные волновые функции имеют максимум в точке R_l в области ядерной поверхности, при этом R_l обычно несколько меньше величины параметра радиуса ядра R в потенциале Вудса–Саксона. Это хорошо видно на рис.1, где показана зависимость $\Delta R = R - R_l$ от энергии связи нуклона в ядре.

В работах [2,3] было показано, что внешние пики одночастичных волновых функций удобно параметризовать функцией вида

$$\phi_l(r) = c\frac{1}{r}\frac{df_{SF}}{dr}, \tag{14}$$

где f_{SF}- симметризованная ферми-функция:

$$f_{SF} = \frac{\sinh\frac{R_l}{a}}{\cosh\frac{R_l}{a} + \cosh\frac{r}{a}} \tag{15}$$

с параметром "ширины" внешней полуволны a, который определяется согласно асимптотике функции (14) на основе энергии отделения нуклона из оболочки l в соответствующем ядре:

$$\phi_l(r) \sim \frac{1}{r}\exp(-\frac{r}{a}), \quad a^{-1} = \sqrt{\frac{2\mu_x|\epsilon_l|}{\hbar^2}}, \tag{16}$$

а $c = \sqrt{6a}$ - константа, определяемая из нормировки (14) (см. [2,3]). Таким образом, эта параметризация есть попытка описать поведение пика на основе только одного известного факта - энергии связи уровня. Ее удобно использовать для проведения качественного анализа и получения простых аналитических оценок сечений однонуклонных передач в МИВ с нулевым радиусом взаимодействия. Однако она недостаточно точна, если ставить вопрос о разработке метода учета конечного радиуса взаимодействия. Действительно, в таком подходе не удается с достаточной точностью описать поведение функции в области поверхности ядра, что видно из рис.2, где сплошной кривой изображен численно найденный ход внешнего пика волновой функции состояния $2S_{1/2}$ в ядре ^{29}Si (кривая 1), а кривая 2 показывает ее параметризацию с помощью (14). Далее в таком подходе не учитывается возможный многоузловой характер функции связанного состояния. Чтобы устранить эти недостатки, введем более удобный способ параметризации внешнего пика, выбирая в качестве базовых функции вида

$$\tilde{\phi}_l(r) = \tilde{A}_n \frac{1}{r} \cosh^{-2}(\frac{r-R_l}{2a_n}) \simeq \tilde{A}_n \frac{1}{r} \exp(\frac{R_l}{a_n}) \exp(-\frac{r}{a_n}), \tag{17}$$

где нормировочная константа $\tilde{A}_n$ теперь зависит от n - числа полуволн реальной функции нуклона внутри потенциальной ямы ядра. И поскольку функция вида (17) весьма быстро спадает по мере отступления от максимума каждой полуволны, то для определения $\tilde{A}_n$ можно использовать условие нормировки:

$$1 = n\tilde{A}_n^2 \int_0^\infty dr \cosh^{-4}(\frac{r-R_l}{2a}). \tag{18}$$

Здесь учитывается тот факт, что согласно численным расчетам абсолютные значения максимумов и ширины каждой из полуволн функции приблизительно одинаковы. Интеграл (18) берем, учитывая, что основной вклад в него вносит область $0 \leq |r - R_l| \leq 2a$. В результате получаем

$$\tilde{A}_n^2 = \frac{1}{2,5an}. \tag{19}$$

В целом же внешний пик волновой функции одночастичного состояния представим в виде суммы функций вида (17):

$$\phi_l(r) = \sum_k A_k \frac{1}{r} \cosh^{-2}(\frac{r-R_l}{2a_k}). \tag{20}$$

В таком подходе параметры A_k и a_k находятся методом наименьших квадратов подгонкой (20) под внешний пик рассчитанной волновой функции. При этом необходимо следить, чтобы по крайней мере в одном из слагаемых параметр a_k соответствовал истинной асимптотике (16), отвечающей энергии связи нуклона в заданном состоянии. Пример такой параметризации пика показан на рис.2 кривой 3, когда в сумме (20) было взято только два члена. Кривая 4 соответствует параметризации с тремя членами в сумме (20), которую мы здесь приводим в явном виде:

$$\phi_{S_{1/2}}(r) = \frac{0,176}{r} \cosh^{-2}(\frac{r-3,9}{2\cdot 1,635}) + \frac{0,26}{r} \cosh^{-2}(\frac{r-3,9}{2\cdot 1,03}) + \frac{0,14}{r} \cosh^{-2}(\frac{r-3,9}{2\cdot 0,425}). \tag{21}$$

Видно, что теперь поведение пика одночастичной радиальной волновой функции параметризуется уже достаточно хорошо. При этом асимптотика функции определяется только первым членом, в то время как остальные формируют поведение пика в "активной зоне" взаимодействия при $r \sim R_l \div R_l + 2a$ и быстро затухают при выходе на асимптотику. Интересно также заметить, что на рисунке нет видимого различия в поведении кривых 3 и 4, однако, как мы увидим в дальнейшем, эта неразличимая на глаз разница оказывается существенной в поведении сечений реакции передачи.

Интеграл перекрытия конечного радиуса

Получим аналитическое выражение для интеграла перекрытия (11). Одночастичные радиальные волновые функции в начальном и конечном канале возьмем в виде (20), а потенциал V в виде потенциала Вудса–Саксона. Учтем периферический характер реакции, когда $r_1 \approx R_1, r_2 \approx R_2, r \approx R_1 + R_2$. Тогда интеграл перекрытия можно записать как

$$\Im_l^{aB}(r) = -\sum_{k,n} A_k A_n \int dr_1 \frac{r_1}{r - r_1} \frac{1}{\cosh^2(\frac{r_2 - R_{l_2}}{2a_k})} \frac{1}{\cosh^2(\frac{r_1 - R_{l_1}}{2a_n})} \frac{V_0}{1 + \exp(\frac{r_1 - R_0}{a_0})} \approx$$

$$\approx -V_0 \frac{R_1}{R_2} \sum_{k,n} \frac{A_k A_n}{\cosh^2 \frac{Z}{2a_k}} I_{l_1}, \tag{22}$$

где

$$I_{l_1} = \int dr_1 \frac{1}{\cosh^2(\frac{r_1 - R_{l_1}}{2a_k})} \frac{1}{\cosh^2(\frac{r_1 - R_{l_1}}{2a_n})} \frac{1}{1 + \exp(\frac{r_1 - R_0}{a_0})}. \tag{23}$$

Здесь обозначено $Z = r - R_l$, где $R_l = R_{l_1} + R_{l_2}$ есть радиус взаимодействия в соответствующем канале реакции. И поскольку основной вклад в интеграл дают области $r \sim R_l, r_{1,2} \sim R_{l_1,l_2}$, то при выводе (23) мы использовали приближение

$$\cosh^2(\frac{r_2 - R_{l_2}}{2a_k}) = \cosh^2(\frac{r_1 - R_{l_1} - Z}{2a_k}) \approx \cosh^2(\frac{r_1 - R_{l_1}}{2a_k}) \cosh^2(\frac{Z}{2a_k}). \tag{24}$$

Для вычисления интеграла I_{l_1} введем функцию

$$G_{l_1}(r_1) = \int_0^{r_1} dr \frac{1}{\cosh^2(\frac{r - R_{l_1}}{2a_k})} \frac{1}{\cosh^2(\frac{r - R_{l_1}}{2a_n})}. \tag{25}$$

Интегрируя по частям, преобразуем (23) к виду

$$I_{l_1} = \frac{1}{a_0} \int_0^{\infty} dr_1 G_{l_1}(r_1) \frac{\exp(\frac{r_1 - R_0}{a_0})}{(1 + \exp(\frac{r_1 - R_0}{a_0}))^2}. \tag{26}$$

Далее, поскольку обычно $R_0 \gg a_0$, то для достаточно малых a_0 можно положить [6]

$$\frac{d}{dr_1} \left(\frac{1}{1 + exp(\frac{r_1 - R_0}{a_0})} \right) = -\frac{1}{a_0} \frac{\exp(\frac{r_1 - R_0}{a_0})}{(1 + \exp(\frac{r_1 - R_0}{a_0}))^2} \approx$$

$$\approx -\delta(r_1 - R_0) - 1{,}645 a_0^2 \delta^{(2)}(r_1 - R_0) - 1{,}894 a_0^4 \delta^{(4)}(r_1 - R_0) - \ldots . \tag{27}$$

Если теперь пренебречь вкладом в (26) высших членов разложения (27), ограничиваясь лишь первым членом, то получим

$$I_{l_1} = G_{l_1}(R_0) = \int_0^{R_0} dr \frac{1}{\cosh^2(\frac{r - R_{l_1}}{2a_k})} \frac{1}{\cosh^2(\frac{r - R_{l_1}}{2a_n})}. \tag{28}$$

Обычно в реакциях однонуклонных передач $a_k \approx a_n = a$. В этом случае, учитывая, что $R_0 - R_l$ мало, получаем

$$I_{l_1} \approx 2a(\frac{1}{3}th^3\frac{R_{l_1}}{2a} - th\frac{R_{l_1}}{2a}). \qquad (29)$$

Таким образом, выражение для интеграла перекрытия принимает вид

$$\Im_l^{aB}(r) \approx N\sum_k \frac{A_k}{\cosh^2\frac{Z}{2a_k}}, \qquad (30)$$

где

$$N = -2aV_0\frac{R_1}{R_2}(\frac{1}{3}th^3\frac{R_{l_1}}{2a} - th\frac{R_{l_1}}{2a})\sum_n A_n. \qquad (31)$$

Подставляя (30) в (10), получим для амплитуды реакции передачи выражение, совпадающее по форме с тем, что имеет место в случае нулевого радиуса взаимодействия:

$$T_{lm}^{bB,Aa} = N\sum_k A_k\int d\vec{r}\Psi_\beta^{(-)*}(\vec{r})\frac{Y_{lm}^*(\hat{\vec{r}})}{\cosh^2\frac{r-R_l}{2a_k}}\Psi_\alpha^{(+)}(\vec{r}). \qquad (32)$$

Дальнейшие вычисления аналогичны расчетам амплитуды в рамках МИВ с нулевым радиусом взаимодействия. Ранее подобные расчеты для реакций однонуклонных передач с тяжелыми ионами проводились нами в работах [2,3]. При этом использовался метод высокоэнергетического приближения [4], когда $E > V, kR >> 1$, что позволяло получать аналитические выражения для амплитуды и сечения реакции. При высоких энергиях кривые угловых распределений имели простой вид экспоненциально спадающих функций, а при сравнительно низких энергиях появлялась характерная дифракционноподобная картина.

Здесь мы воспользуемся тем же методом ВЭП. Как и в предыдущем рассмотрении [2,3], подынтегральное выражение в (32) имеет те же самые особенности: полюса в точках $r_\pm = R_l \pm i\pi a_k(2m+1), m = 0, 1, 2...$ на комплексной r-плоскости. Отличие же (32) от предыдущих расчетов состоит в том, что вклад в амплитуду реакции вносит сумма членов по k, каждый из которых дает свою амплитуду со своими особенностями поведения, в частности, наклоном углового распределения в зависимости от параметра a_k. И второе – абсолютная величина вклада определяется здесь фактором NA_k. Напомним, что раньше соответствующий нормировочный фактор не зависел от числа осцилляций одночастичной функции связанного состояния.

Конкретные расчеты и заключение.

В рамках предложенного метода параметризации внешних пиков одночастичных волновых функций с учетом конечного радиуса взаимодействия рассчитано дифференциальное сечение (12) передачи нуклона в реакции $^{18}O + ^{28}Si \rightarrow ^{17}O + ^{29}Si$ при энергии $E = 352$ МэВ. Эти результаты показаны на рис.3 сплошной линией с $k = 3$. Одночастичные волновые функции состояний $1d_{5/2}$ в ^{18}O и $2S_{1/2}$ в ^{29}Si

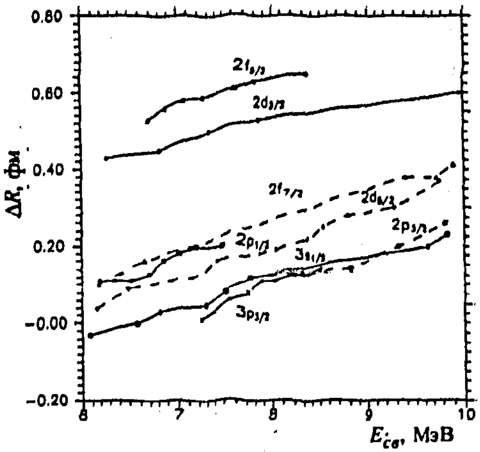

Рис.1. Зависимость $\Delta R = R - R_l$ от энергии связи нуклона для разных ядерных оболочек. R– радиус потенциальной ямы Вудса-Саксона, R_l– положение максимума внешнего пика волновых функций. Значки на кривых соответствуют определенному атомному номеру A

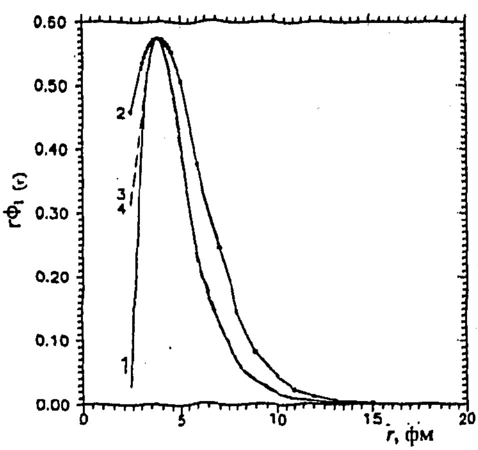

Рис.2. Параметризация поведения внешнего пика состояния $2S_1/2$ в ядре ^{29}Si – сплошная кривая 1 – с помощью формулы (14) - кривая 2 – и формулы (20) - кривая 3 с $k = 2$, кривая 4 с $k = 3$

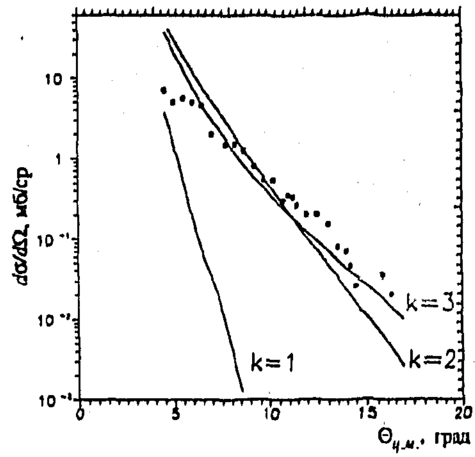

Рис.3. Угловые распределения реакции срыва нейтрона $^{18}O+^{28}Si \to ^{17}O+^{29}Si$; E=352 МэВ. Кривые – теоретические расчеты с параметризацией (14) с одним ($k = 1$) и (20) с двумя ($k = 2$) и тремя ($k = 3$) членами соответственно. Квадратики – экспериментальные данные из [7]

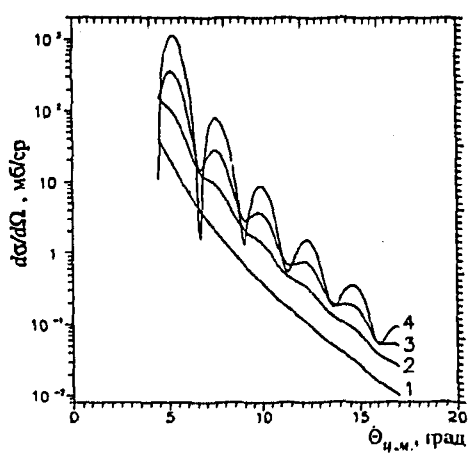

Рис.4. Влияние глубины мнимой части потенциала Вудса-Саксона W_0 на форму и абсолютную величину сечения реакции $^{18}O+^{28}Si \to ^{17}O+^{29}Si$;
E=352 МэВ: 1 – $W_0 = 15$ МэВ; 2 – $W_0 = 10$ МэВ; 3 – $W_0 = 7$ МэВ; 4 – $W_0 = 5$ МэВ

были получены решением волнового уравнения с потенциалом Вудса–Саксона со следующими параметрами: $r_0 = 1,27$ фм, $a = 0,67$ фм, $U_0 = 53$ МэВ (для ^{18}O) и 48 МэВ (для ^{29}Si), $\kappa = 0,856$ фм^2 (^{18}O) и 0,839 фм^2 (^{29}Si). Для расчета интеграла перекрытия конечного радиуса взаимодействия пик волновой функции $2S_{1/2}$ в ^{29}Si параметризовался в виде (21). Аналогично параметризовался внешний пик состояния $1d_{5/2}$ в ^{18}O с $A_k = (0,101; 0,467; 0,107)$ и $a_k = (1,561; 0,658; 1,592)$. При расчете сечений S-факторы считались равными 1.

Для сравнения на рис.3 кривой с $k = 1$ показано сечение, полученное с самой простой параметризацией (14), когда функция фитируется только по асимптотике. В этом случае не удается правильно описать спад сечения в зависимости от угла рассеяния. Кривая с $k = 2$ соответствует более совершенной параметризации функциями вида (20) с двумя слагаемыми. Но и она не очень хорошо описывает спад сечения. Лучше всего это достигается параметризацией с тремя слагаемыми. Такие функции дают возможность описать внешний пик не только в асимптотике, но и в области ядерной поверхности. Видно, что для объяснения экспериментальных данных важное значение имеет правильное описание поведения одночастичных волновых функций не столько на асимптотике, сколько в области ядерной поверхности. Более того, можно считать, что в конкретных реакциях однонуклонных передач решающее значение имеют лишь определенные слои пограничной области ядро-ядерного взаимодействия. Рисунок 4 носит методический характер и показывает, как может появляться "дифракционная" картина углового распределения, если, например, плавно уменьшать параметр поглощения (мнимую часть) оптического потенциала.

Итак, мы показали, что в рамках предложенного метода учета конечного радиуса взаимодействия можно достаточно хорошо описывать экспериментальные данные, при этом абсолютная величина сечения получается без каких-либо дополнительных подгонок. Можно надеяться, что теперь имеется больше оснований делать предсказательные расчеты по сравнению с тем, что позволяет делать метод искаженных волн с нулевым радиусом взаимодействия.

Список литературы

1. Satchler G.R.// Direct Nuclear Reaction. N.Y.. 1983.
2. Fedotov S.I., Gridnev K.A., Lukyanov V.K.// Preprint JINR. E4-94-354. Dubna. 1994.
3. Fedotov S.I., Lukyanov V.K.// JINR Rap. Comm. Dubna. 4[67]-94. P.5.
4. Lukyanov V.K.// Preprint JINR. E4-94-314. Dubna. 1994.
5. Ponomarev V.Ju.// Nucl.Phys. A. 1979. V.323. P.446.
   Чепурнов В.Ф. // ЯФ. 1970. Т.6. С.955.
6. Lukynov V.K. // J.Phys.G:Nucl.Part.Phys. 1995. V.21. P.145.
7. Fernandes M:A.G. et al. // Phys.Rev. 1986. V.C33. P.1971

Рукопись поступила в издательский отдел
30 мая 1995 года.