

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



3602/2-76

13/1x-76

P4 - 9840

Б-82

И.Борбей, Э.И.Долинский, В.В.Туровцев

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ФОРМУЛЫ
ДЛЯ ОДНОЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ

1976

P4 - 9840

И. Борбей,¹ Э.И. Долинский,² В.В. Туровцев²

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ФОРМУЛЫ
ДЛЯ ОДНОЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ

Направлено в "Nuclear Physics"

¹ Постоянное место работы - Центральный институт физических исследований, Будапешт, ВНР.

² НИИЯФ МГУ.

1. Введение

В работах /2,3/ был предложен новый приближенный подход к прямым ядерным реакциям - периферийная модель (ПМ). Эта модель была развита в рамках дисперсионной теории прямых взаимодействий /4/ и успешно применялась к реакциям срыва в связанные /5-9/ и резонансные /10/ состояния, к реакциям выбивания (p,pn) /11/ и к реакции ${}^3\text{H}(p,\gamma){}^4\text{He}$ /12/. В цитированных работах продемонстрировано, что ПМ является эффективным средством для извлечения ядерных вершинных констант из данных по реакциям передачи. В частности, значения вершинных констант $t-d-n$ и ${}^4\text{He}-{}^3\text{He}-n$, найденные из анализа данных по ПМ, хорошо согласуются со значениями этих констант, полученными с помощью других эмпирических методов /13/.

Хотя дифференциальные сечения реакций передачи, идущих посредством полюсного механизма (рис.1), в ПМ даются аналитическими выражениями, они довольно сложные, особенно в том случае, когда оба орбитальных момента, l_x и l_y , в вершинах $x-y, a$ и $A + a \rightarrow B$ полюсного графика не равны нулю. Эти выражения можно существенно упростить, если параметр обрезания L ($L \approx kR$), фигурирующий в ПМ, много больше переданного углового момента J . Это условие выполняется, если спины частиц невелики и энергия достаточно большая. Цель настоящей работы - вывести такие упрощенные формулы.

В разделе 2 кратко изложен формализм полюсной ПМ и приведены необходимые для дальнейшего точные формулы, исходя из которых в разделе 3 мы выводим приближенные формулы для дифференциального сечения. Благодаря своей простоте, приближенные формулы позволяют проследить явно зависимость сечения от всех физических параметров и выявить ряд качественных закономерностей в угловых распределениях реакций одночастичной передачи (раздел 4). В заключение в

разделе 5 приведены примеры численных расчетов с помощью точных и приближенных формул.

2. Полюсная периферийная модель

Мы изложим здесь основные моменты формализма ПМ для реакции $A(x,y)B$, идущей при малых углах посредством полюсного механизма, изображенного на рис. I (детали формализма см. в работах [2, 10]).

В дальнейшем $h = c = 1$ и используются следующие обозначения: m_j , J_j , M_j , \vec{p}_j и E_j - масса, спин, проекция спина, импульс и кинетическая энергия частицы j ; $\vec{k}_i = k_i \vec{n}_i$ и $\vec{k}_f = k_f \vec{n}_f$ - импульсы частиц x и y в системе центра инерции; $\vec{q}_{ij} = (m_j \vec{p}_i - m_i \vec{p}_j) / (m_i + m_j)$ и $\mu_{ij} = m_i m_j / (m_i + m_j)$ - относительный импульс и приведенная масса частиц i и j ; $E_{ij}^k = m_i + m_j - m_k = (\alpha_{ij}^k)^2 / 2\mu_{ij}$ - энергия связи частицы k относительно распада $k \rightarrow i + j$;

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{k_i^2}{2\mu_{Ax}}, & E_f &= \frac{k_f^2}{2\mu_{By}}, & z &= \cos\theta = \vec{n}_i \cdot \vec{n}_f, \\ \vec{q}_x &= q_x \vec{n}_x = \vec{q}_{yA} = -\vec{k}_{i1} + \vec{k}_f, \\ \vec{q}_B &= q_B \vec{n}_B = \vec{q}_{Aa} = -\vec{k}_i + \vec{k}_{f1}, \\ \vec{k}_{i1} &= \frac{m_x}{m_x} \vec{k}_i, & \vec{k}_{f1} &= \frac{m_A}{m_B} \vec{k}_f, \\ \alpha_x &= \alpha_{yA}^x, & \alpha_B &= \alpha_{Aa}^B, \\ \zeta &= (k_{i1}^2 + k_f^2 + \alpha_x^2) / 2 k_{i1} k_f = (k_i^2 + k_{f1}^2 + \alpha_B^2) / 2 k_i k_{f1}, \\ \tau &= \ln[\zeta + (\zeta^2 - 1)^{1/2}], & J &= 2J + 1. \end{aligned} \quad (I)$$

В полюсной ПМ учитывается вклад только от ближайшего полюса $z = \zeta$, отвечающего нерелятивистскому графику Фейнмана рис. I. Предполагается, что этот полюс определяет поведение периферийных

парциальных амплитуд, дающих главный вклад в сечение при малых углах.

Первый этап вычислений состоит в нахождении полного вклада от полюса $z = \zeta$ в инвариантные амплитуды F^P , которые связаны с амплитудой реакции $A(x,y)B$ соотношением [14]:

$$\begin{aligned} M_{M_x M_A; M_y M_B}^P(\vec{k}_i, \vec{k}_f) &= \sum_{J M} \sum_{l_x l_y} (j_x \nu_x J_y M_y | J_x M_x) \times \\ &\times (j_B \nu_B J_A M_A | J_B M_B) (j_x \nu_x J M | j_B \nu_B) F(j_x j_B l_x l_y J; E_i, z) \times \\ &\times Y_{l_x l_y J M}^*(\vec{n}_i, \vec{n}_f), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$Y_{l_x l_y J M}(\vec{n}_i, \vec{n}_f) = \sum_{\mu_i \mu_f} (l_x \mu_i l_y \mu_f | J M) Y_{l_x \mu_i}(\vec{n}_i) Y_{l_y \mu_f}(\vec{n}_f), \quad (3)$$

$$2r = \begin{cases} J & \text{при четном (нечетном) } J \text{ и } \xi = +I(-I), \\ J+1 & \text{при нечетном (четном) } J \text{ и } \xi = +I(-I), \end{cases} \quad (4)$$

$\xi = \xi_A \xi_x \xi_B \xi_y$, ξ_j - внутренняя четность частицы j , $Y_{l\mu}(\vec{n})$ - нормированная сферическая функция, $Y_{l\mu}^*(\vec{n}) = (-1)^\mu Y_{l,-\mu}(\vec{n})$. Мы применяем схему связи угловых моментов, которая отличается от использованной в работах [2, 10, 14] и более удобна для рассмотрения полюсного механизма. Сравнивая (2) с общим выражением для амплитуды M^P полюсного графика рис. I

$$M_{M_x M_A; M_y M_B}^P(\vec{k}_i, \vec{k}_f) = \frac{m_a}{k_i k_f (z - \zeta)} \sum_{M_a} M_{M_y M_a}^{M_x}(\vec{q}_x) M_{M_B}^{M_A M_a}(\vec{q}_B), \quad (5)$$

где

$$M_{M_y M_a}^{M_x}(\vec{q}_x) = \sqrt{4\pi} \sum_{l_x j_x \mu_x \nu_x} G_{l_x j_x}(q_x) (j_x \nu_x J_y M_y | J_x M_x) \cdot \quad (6a)$$

$$\times (l_x \mu_x J_a M_a | j_x \nu_x) Y_{l_x \mu_x}(\vec{n}_x),$$

$$M_{M_B}^{M_A M_a}(\vec{q}_B) = \sqrt{4\pi} \sum_{l_B j_B \mu_B \nu_B} G_{l_B j_B}(q_B) (j_B \nu_B J_A M_A | J_B M_B) \cdot \quad (6b)$$

$$\times (l_B \mu_B J_a M_a | j_B \nu_B) Y_{l_B \mu_B}(\vec{n}_B) -$$

- вершинные части $x-y, a$ и $A, a \rightarrow B$ и $G_{l_j}(\varphi)$ -
 - вершинный формфактор (скаляр), получаем инвариантные амплитуды F^p полюсного графика:

$$F^p(j_x j_a l_i l_f J; E_i, z) =$$

$$= \frac{1}{i(z-\zeta)} \sum_{l_x l_a} \mathcal{F}(l_x l_a j_x j_a J; E_i, z) \mathcal{P}(l_x l_a l_i l_f J; E_i, z), \quad (7)$$

где

$$\mathcal{F}(l_x l_a j_x j_a J; l_i, z) = \varepsilon(-1)^{j_a - j_a} \frac{4\pi m_a}{k_i k_f} (j_x j)^\frac{1}{2} \times$$

$$\times q_x^{-l_x} q_a^{-l_a} G_{l_x j_x}(q_x) G_{l_a j_a}(q_a) W(l_x j_x l_a j_a; J_a J), \quad (8)$$

\mathcal{P} - полиномы от z , связанные с вещественными инвариантными функциями φ соотношением

$$\varphi(l_x l_a l_i l_f J; E_i, z) = q_x^{-l_x} q_a^{-l_a} \mathcal{P}(l_x l_a l_i l_f J; E_i, z), \quad (9)$$

а функции φ определены с помощью разложения

$$\varphi_{l_x l_a J M}(\vec{n}_x, \vec{n}_a) = \sum_{l_i, l_f = 2r} \varphi(l_x l_a l_i l_f J; E_i, z) \varphi_{l_i l_f J M}(\vec{n}_i, \vec{n}_f). \quad (10)$$

Исходя из (8), можно ввести два набора инвариантных амплитуд,

$F^{(1)}$ и $F^{(2)}$, каждый из которых имеет только плюсную особенность $z = \zeta$ в любой конечной части z -плоскости/10/;

$$F^{(n)}(j_x j_a l_i l_f J; E_i, z) =$$

$$= \frac{1}{(z-\zeta)} \sum_{l_x l_a} \mathcal{F}(l_x l_a j_x j_a J; E_i, \zeta) \mathcal{P}(l_x l_a l_i l_f J; E_i, z^{(n)}), \quad (11)$$

$n=1, 2$, $z^{(1)} = z$, $z^{(2)} = \zeta$.
 $F^{(1)} = F^{(2)}$ при $l_x = 0$ и (или) $l_a = 0$, однако $F^{(1)}$ и $F^{(2)}$ могут отличаться на полином, зависящий от z , при $l_x \neq 0$ и $l_a \neq 0$ одновременно. Несмотря на это различие, оба набора, $F^{(1)}$ и $F^{(2)}$, дают одинаковые приближенные формулы (см. раздел 3).

Подставляя (11) в (2) и используя (8), (9) и (10), получаем полный вклад от полюса $z = \zeta$ в амплитуду реакции:

$$M_{M_x M_A; M_y M_B}^{(n)}(\vec{k}_i, \vec{k}_f) = \frac{4\pi m_a}{k_i k_f} \sum_{l_x l_a j_x j_a J} (-1)^{j_a - j_x - j_a - \nu_B} \times \quad (12)$$

$$\times G_{l_x j_x}(i x_x) G_{l_a j_a}(i x_a) (j_x j_a)^\frac{1}{2} W(l_x j_x l_a j_a; J_a J) \times$$

$$\times (j_x \nu_x J_y M_y | J_x M_x) (j_a \nu_a J_A M_A | J_B M_B) (j_x \nu_x j_a - \nu_a | J M) \times$$

$$\times T^{(n)}(l_x l_a J M; \vec{k}_i, \vec{k}_f), \quad n=1, 2,$$

где

$$T^{(1)}(l_x l_a J M; \vec{k}_i, \vec{k}_f) = (-1)^J (z-\zeta)^{-1} (q_x / i x_x)^{l_x} \times$$

$$\times (q_a / i x_a)^{l_a} \varphi_{l_x l_a J M}(\vec{n}_x, \vec{n}_a), \quad (13)$$

$$T^{(2)}(l_x l_a J M; \vec{k}_i, \vec{k}_f) = (-1)^J (z-\zeta)^{-1} \times$$

$$\times \sum_{l_i, l_f = 2r} \varphi(l_x l_a l_i l_f J; E_i, \zeta) \varphi_{l_i l_f J M}(\vec{n}_i, \vec{n}_f). \quad (14)$$

Далее рассмотрим упрощенную "однопараметрическую" ПМ, в которой обрезание производится только по орбитальному моменту входного канала ($l \geq L$) или только по орбитальному моменту выходного канала ($l' \geq L$). В однопараметрической ПМ амплитуда реакции $M^{PM(n)}$ определяется формулой (12), в которой $T^{(n)}$ следует заменить на

$$T_{iL}^{(n)}(l_x l_b l_i l_f J; E_i; \vec{k}_i; \vec{k}_f) = (-1)^{J+1} \sqrt{4\pi} \sum_{l=L}^{\infty} \sum_{l_y, l_z} \hat{v}(l_i, l_f / l)^{\frac{1}{2}} \times \\ \times (l, 0 \nu 0 | l 0) (l, M \nu 0 | l M) (l, M l_f 0 | JM) \quad (15)$$

$$\cdot Q_n(\xi) \varphi^{(n)}(l_x l_b l_i l_f J; E_i) Y_{lM}(\vec{n}_i), \quad n=1,2,$$

или

$$T_{iL}^{(n)}(l_x l_b JM; \vec{k}_i, \vec{k}_f) = (-1)^{J+1} \sqrt{4\pi} \sum_{l=L}^{\infty} \sum_{l_y, l_z} \hat{v}(l_i, l_f / l)^{\frac{1}{2}} \times \\ \times (l, 0 \nu 0 | l' 0) (l, M \nu 0 | l' M) (l, 0 l_f M | JM) \times \\ \times Q_n(\xi) \varphi^{(n)}(l_x l_b l_i l_f J; E_i) Y_{l'M}(\vec{n}_f), \quad n=1,2, \quad (16)$$

когда обрезание вводится во входном или выходном канале соответственно. Формулы (15) и (16) записаны в системах отсчета Σ_f и Σ_i с осью Oz вдоль \vec{n}_f и \vec{n}_i соответственно. Коэффициенты $\varphi^{(n)}$ определяются из разложения

$$(q_x / i x_x)^{l_x} (q_b / i x_b)^{l_b} \mathcal{Y}_{l_x l_b JM}(\vec{n}_x, \vec{n}_b) = \\ = \sum_{l_i, l_f} \varphi^{(n)}(l_x l_b l_i l_f J; E_i) \mathcal{Y}_{l_i l_f JM}(\vec{n}_i, \vec{n}_f), \quad (17)$$

в котором, в отличие от (10), значения l_i и l_f не ограничены условием $l_i + l_f = 2r$. Коэффициенты $\varphi^{(2)}$ определены формулой

$$\varphi^{(2)}(l_x l_b l_i l_f J; E_i) = \varphi(l_x l_b l_i l_f J; E_i, \xi) \delta_{l_i, l_f, 2r}, \quad (18)$$

величины φ определены в (10).

Используя (12), (15) и (16), получаем дифференциальное сечение реакции одночастичной передачи $A(x,y)B$ в системе центра инерции для неполяризованных частиц:

$$\frac{d\sigma^{PM}}{d\Omega} = \frac{\mu_{Ax} \mu_{By}}{4\pi^2} \frac{k_f}{k_i} \overline{|M^{PM(n)}|^2}, \quad (19)$$

$$\overline{|M^{PM(n)}|^2} = (\hat{j}_x \hat{j}_b)^{-1} \sum_{M_x M_y M_z} |M_{M_x M_y M_z}^{PM(n)}(\vec{k}_i, \vec{k}_f)|^2 = \\ = \left(\frac{4\pi m_a}{k_i k_f}\right) \left(\frac{j_b}{j_a}\right) \sum_{j_x j_b JM} \left| \sum_{l_x l_b} G_{l_x j_x}(i x_x) G_{l_b j_b}(i x_b) \times \right. \\ \left. \times W(l_x j_x l_b j_b; J_a J) T^{PM(n)}(l_x l_b JM; \vec{k}_i, \vec{k}_f) \right|^2, \quad (20)$$

где $T^{PM(n)}$ дается (15) или (16). Возможные значения l_x, j_x и l_b, j_b ограничены законами сохранения четности и углового момента для процессов $x+y+a$ и $A+a \rightarrow B$. При фиксированных l_x, l_b, j_x и j_b переданный угловой момент J принимает значения

$$J_{min} \leq J \leq J_{max}, \quad (21)$$

$$J_{min} = \max(|l_x - l_b|, |j_x - j_b|), \quad J_{max} = \min(l_x + l_b, j_x + j_b).$$

Величины $G_{l_x j_x}(i x_x)$ и $G_{l_b j_b}(i x_b)$ - значения вершинных формфакторов на массовой поверхности, называемые вершинными константами или константами связи; их свойства рассмотрены в работах /13,15,16/.

3. Приближенные формулы

Предположим, что

$$l \gg 1, l_x \ll l_a, \quad l' \gg 1, l_x + l_a, \quad (22)$$

и преобразуем выражения (15) и (16) для $T_{il}^{(n)}$ и $T_{i'l'}^{(n)}$ к более простому и компактному виду.

Сначала выведем приближенное выражение для $T_{il}^{(n)}$. Согласно (22), $l, \nu \gg 1, l_i$ в (15). Поэтому, используя соотношение

$$\begin{aligned} (a \alpha b \beta | c \gamma) &\approx (-1)^{a+b-c} D_{\alpha, c-\beta}^{(a)}(\nu), \\ \cos \nu - \gamma/c, \quad c, c \pm \gamma &\approx 1, a, |b-c|, \end{aligned} \quad (23)$$

в котором функция $D_{\alpha, c-\beta}^{(a)}(\nu)$ определена формулами (3.7) и (3.8) работы [17], и соотношение

$$\begin{aligned} Q_\nu(\zeta) &\approx Q_\nu(\zeta) e^{\beta \lambda}, \quad \nu \gg 1, |\lambda|, \lambda = l - \nu, \\ \rho - \ln \tau - \ln [\zeta + (\zeta^2 - 1)^{1/2}] &, \end{aligned} \quad (24)$$

с точностью до членов порядка $1/L$, M/L и J/L , из (15) получаем:

$$T_{il}(l_x l_a JM; \bar{k}_i, \bar{k}_i) \approx B_i(l_x l_a JM; E_i) C_M(L, \zeta; \bar{n}_i), \quad (25)$$

$$B_i(l_x l_a JM; E_i) = (-1)^{J+1} \sqrt{4\pi} \sum_{l_i l_j} (\hat{l}_i \hat{l}_j)^{1/2} (l_i M l_j 0 | JM),$$

$$\cdot \varphi^{(n)}(l_x l_a l_i l_j J; E_i) \sum_{\lambda} D_{M\lambda}^{(l_i)}(\frac{\pi}{2}) e^{\beta \lambda} D_{0\lambda}^{(l_j)}(\frac{\pi}{2}), \quad (26)$$

$$C_M(L, \zeta; \bar{n}_i) = \sum_{\ell=L}^{\infty} (2\ell)^{1/2} Q_\ell(\zeta) Y_{\ell M}(\bar{n}_i). \quad (27)$$

Мы опустили индекс n у $T_{il}^{(n)}$ и $B_i^{(n)}$, так как в рассматриваемом приближении случаи $n=1$ и $n=2$ приводят к одинаковому результату.

Согласно (3.27) из [17]

$$D_{m'm}^{(j)}(\gamma) = e^{i(m-m')\frac{\pi}{2}} \sum_{m''} D_{m''m}^{(j)}(\frac{\pi}{2}) e^{-im''\gamma} D_{m''m'}^{(j)}(\frac{\pi}{2}). \quad (28)$$

Поскольку левая и правая части (28) – аналитические функции γ , то это равенство справедливо не только при вещественных γ ($0 < \gamma < \pi$), но и при любых комплексных γ . Используя (28) и соотношение

$$D_{m0}^{(j)}(\gamma) = (4\pi/j^2)^{1/2} Y_{jm}(\gamma, 0), \quad j - \text{целое}, \quad (29)$$

справедливое при любых комплексных γ , получаем:

$$\sum_{\lambda} D_{M\lambda}^{(l_i)}(\frac{\pi}{2}) e^{\beta \lambda} D_{0\lambda}^{(l_j)}(\frac{\pi}{2}) = i^M (4\pi/\hat{l}_i)^{1/2} Y_{l_i M}(i\beta, 0). \quad (30)$$

Подставив (30) в (26), находим:

$$B_i(l_x l_a JM; E_i) = i^M (-1)^{J+1} \sqrt{4\pi} \cdot$$

$$\sum_{l_i l_j} \varphi^{(n)}(l_x l_a l_i l_j J; E_i) (l_i M l_j 0 | JM) Y_{l_i M}(i\beta, 0) Y_{l_j 0}(0, 0). \quad (31)$$

Напомним, что исходная формула (15) написана в системе отсчета Σ_i с осью Oz вдоль \hat{n}_i . Ни ограничивая общности, можно считать, что в Σ_i вектор \hat{n}_i имеет полярные координаты $\{\theta, \varphi\} \equiv \{\theta, 0\}$. Тогда, принимая во внимание (17), (10) и (18) и учитывая, что $\cos(i\beta) = \zeta$, можем записать (31) в виде:

$$B_i(l_x l_a JM; E_i) = i^M (-1)^{J+1} \sqrt{4\pi} Y_{l_x l_a JM}(\hat{n}_x, \hat{n}_a) \left. \begin{array}{l} \hat{n}_x = \{\theta, 0\}, \\ \hat{n}_a = \{\theta, 0\}, \\ \theta = i\beta \end{array} \right\} \quad (32)$$

Вычислим правую часть (32). Пусть $\{\theta_x, \varphi_x\}$ и $\{\theta_a, \varphi_a\}$ – полярные углы единичных векторов \hat{n}_x и \hat{n}_a , определенных в (1). Тогда в системе Σ_i получаем:

$$\cos \theta_x = (-k_{i1} \cos \theta + k_{f1}) / q_x, \quad \varphi_x = \pi, \quad (33)$$

$$\cos \theta_B = (-k_{i1} \cos \theta + k_{f1}) / q_B, \quad \varphi_B = \pi.$$

В полюсе $z = \cos \theta - \gamma$ ($\theta = i\rho$, $q_x = i\alpha_x$, $q_B = i\alpha_B$) имеем:

$$\cos \theta_x^p = \cos \theta_x /_{\theta=i\rho} = (-k_{i1} \gamma + k_{f1}) / i\alpha_x, \quad \varphi_x^p = \pi, \quad (34)$$

$$\cos \theta_B^p = \cos \theta_B /_{\theta=i\rho} = (-k_{i1} \gamma + k_{f1}) / i\alpha_B, \quad \varphi_B^p = \pi.$$

Из (34) вытекает, что

$$\theta_x^p = \frac{\pi}{2} + i \ln b_x, \quad \varphi_x^p = \pi, \quad (35)$$

$$\theta_B^p = \frac{\pi}{2} + i \ln b_B, \quad \varphi_B^p = \pi,$$

где

$$b_x = \alpha_x / (k_{i1} \gamma - k_{f1}) = (k_{f1} - k_{i1} \gamma^{-1}) / \alpha_x, \quad (36a)$$

$$b_B = \alpha_B / (k_{i1} \gamma - k_{f1}) = (k_{f1} - k_{i1} \gamma^{-1}) / \alpha_B.$$

Величины b_k можно записать в виде

$$b_k = \frac{(1 - u_k v_k)}{\sqrt{1+u_k^2} \sqrt{1+v_k^2} + u_k + v_k}, \quad k = x, B, \quad (36b)$$

где

$$u_x = (k_{i1} - k_{f1}) / \alpha_x, \quad v_x = \alpha_x / (k_{i1} + k_{f1}), \quad (36в)$$

$$u_B = (k_{i1} - k_{f1}) / \alpha_B, \quad v_B = \alpha_B / (k_{i1} + k_{f1}).$$

Используя (36в), можно показать, что $b_k \geq 0$, причем $b_k = 0$ только при $k_{f1} = 0$. Заметим также, что

$$b_x / b_B = r + \sqrt{1+r^2} \geq 1, \quad (36г)$$

где

$$r = (1 - g^2) \left(\frac{k_i k_f}{\alpha_x \alpha_B} \right) \operatorname{sh} \beta \geq 0, \quad (36д)$$

$$g^2 = m_A m_y / m_B m_x.$$

Подстановка (35) в (32) дает:

$$B_i(l_x l_B JM; E_i) = i^M (-1)^{J+M+1} \sqrt{4\pi} \quad (37)$$

$\times \sum_{\mu_x \mu_B} (l_x \mu_x l_B \mu_B / JM) Y_{l_x \mu_x}(\frac{\pi}{2} + i \ln b_x, 0) Y_{l_B \mu_B}(\frac{\pi}{2} + i \ln b_B, 0)$. По определению,

$$Y_{lm}(\theta, 0) = \left[\frac{i^l (l-m)!}{4\pi (l+m)!} \right]^{1/2} P_l^m(\cos \theta), \quad (38)$$

где $P_l^m(x)$ - присоединенная функция Лежандра первого рода, добавим формулы (8.810) из [18]. Поэтому

$$Y_{lm}(\frac{\pi}{2} + i \ln b, 0) = (-i)^{l+m} y_{lm}(b), \quad (39)$$

где $y_{lm}(b)$ - вещественная функция, определенная соотношением

$$y_{lm}(b) = N_{lm} (b + b^{-1})^m (b - b^{-1})^{l-m}, \quad (40a)$$

$$\times F\left(\frac{m-l}{2}, \frac{m-l+1}{2}; \frac{1}{2}-l; -\frac{4b^2}{(b^2-1)^2}\right),$$

$$N_{lm} = \left(\frac{i}{4\pi}\right)^{1/2} (2l-1)!! 2^{-l} [(l-m)! (l+m)!]^{-1/2}, \quad (40б)$$

Здесь $F(\alpha, \beta; \gamma; x)$ - гипергеометрическая функция [18], являющаяся в нашем случае полиномом от x . Функция $y_{lm}(b)$ обладает следующими свойствами:

$$y_{lm}(b^{-1}) = (-1)^{l+m} y_{lm}(b), \quad (40в)$$

$$y_{lm}(b) \approx N_{lm} \times \begin{cases} b^l & , b \gg 1, \\ (-1)^{l+m} b^{-l} & , b \ll 1. \end{cases} \quad (40г)$$

Подставляя (39) в (37), получаем окончательно:

$$B_f(l_x l_B JM; E_i) = -\xi (-1)^{J+M} i^{l_x + l_B} \sqrt{4\pi} \times \\ \times \sum_{\mu_x \mu_B} (l_x \mu_x l_B \mu_B | JM) Y_{l_x \mu_x}(\theta_x) Y_{l_B \mu_B}(\theta_B), \quad (41)$$

где $\xi = \xi_x \xi_A \xi_y \xi_B = (-1)^{l_x + l_B}$.

Поскольку вывод приближенной формулы для T_{fL} производится аналогично, отметим лишь основные моменты. С точностью до членов порядка $1/L$, M/L , J/L величину T_{fL} даваемую (16), можно представить в виде

$$T_{fL}(l_x l_B JM; \vec{k}_i, \vec{k}_f) \approx B_f(l_x l_B JM; E_i) C_M(L, \zeta; \vec{n}_f), \quad (42)$$

где

$$B_f(l_x l_B JM; E_i) = i^{M(-1)^{J+1}} \sqrt{4\pi} Y_{l_x l_B JM}(\vec{n}_x, \vec{n}_B) \Big|_{\substack{\vec{n}_i = \{0, 0\}, \\ \vec{n}_f = \{\theta, \pi\}, \\ \theta = l_B}}, \quad (43)$$

и $C_M(L, \zeta; \vec{n}_f)$ определяется формулой (27). Формулы (42) и (43) записаны в системе Σ_i с осью Ox вдоль \vec{n}_i . Система Σ_i получается из системы Σ_f вращением на угол θ вокруг оси Oy в положительном направлении. Так как \vec{n}_i в Σ_f имеет полярные координаты $\{\theta, 0\}$, то \vec{n}_f в Σ_i имеет координаты $\{\theta, \pi\}$. Вместо соотношений (35), справедливых в Σ_f , в системе Σ_i получаем:

$$\theta_x^p = \frac{\pi}{2} + i \ln(\tau b_x), \quad \varphi_x^p = \pi, \\ \theta_B^p = \frac{\pi}{2} + i \ln(\tau b_B), \quad \varphi_B^p = \pi, \quad (44)$$

где τ определено в (I). Подставляя (44) в (43), находим окончательно:

$$B_f(l_x l_B JM; E_i) = -\xi (-1)^{J+M} i^{l_x + l_B} \sqrt{4\pi} \times \\ \times \sum_{\mu_x \mu_B} (l_x \mu_x l_B \mu_B | JM) Y_{l_x \mu_x}(\tau b_x) Y_{l_B \mu_B}(\tau b_B). \quad (45)$$

Сравнивая (41) и (45), видим, что B_f получается из B_i заменой: $b_x \rightarrow \tau b_x$, $b_B \rightarrow \tau b_B$.

С помощью формул (19), (20), (25) и (42) получаем выражение для дифференциального сечения реакции срыва $A(x, y)B$ в однопараметрической ПМ, справедливое при выполнении условий (22):

$$\frac{d\sigma^{PM}}{d\Omega} = \frac{\mu_x \mu_{By}}{4\pi^2} \frac{k_f}{k_i} |M^{PM}|^2, \quad (46)$$

$$|M^{PM}|^2 = \left(\frac{4\pi m_a}{k_i k_f}\right)^2 \left(\frac{j_B}{j_A}\right) \sum_J \sum_{M=J}^J A_{JM}(E_i) C_M^2(L, \zeta; \theta), \quad (47)$$

$$A_{JM}(E_i) \equiv A_{J-M}(E_i) = \sum_{j_x j_B} \left| \sum_{l_x l_B} G_{l_x j_x}(i x_x) \times \right. \\ \left. G_{l_B j_B}(i x_B) W(l_x j_x l_B j_B; J_a J) B(l_x l_B JM; E_i) \right|^2, \quad (48)$$

где $B(l_x l_B JM; E_i)$ обозначает B_i , формула (41), или B_f , формула (45). Приближенные аналитические выражения для $C_M(L, \zeta; \theta) \approx (-1)^M C_M(L, \zeta; \theta)$ приведены в Приложении в работе [2].

Выражение для сечения упрощается, когда $l_x = 0$ или $l_B = 0$. Пусть $l_x = 0$. Тогда из (47), (48), (41) и (45) получаем:

$$|M^{PM}|^2 = \left(\frac{4\pi m_a}{k_i k_f}\right)^2 \left(\frac{j_B}{j_A}\right) G_{x0}^2 \sum_J \sum_{M=J}^J G_{Bj}^2 \times \\ \times j^{-1} Y_{JM}^2(\theta) C_M^2(L, \zeta; \theta), \quad l_x = 0, \quad (49)$$

где $b = b_B$ или $b = \tau b_B$ при обрезании во входном или выходном канале и

$$G_{x0}^2 = |G_{l_x j_x}(i x_x)|_{l_x=0}^2, \quad G_{Bj}^2 = \sum_{j_B} |G_{l_B j_B}(i x_B)|_{l_B=J}^2. \quad (50)$$

В (49) сумма по J распространяется на значения, ограниченные условиями:

$$\min |\bar{J}_B + \bar{J}_A + \bar{J}_a| \leq J \leq \max |\bar{J}_B + \bar{J}_A + \bar{J}_a|, \quad (51)$$

$$(-1)^J = \xi_B \xi_A \xi_a.$$

Сечения, определяемые формулами (46)–(49), зависят от вершинных констант C и параметра обрезания L . Результаты расчетов могут зависеть также от варианта обрезания, то есть от того, производится ли обрезание во входном или выходном канале*. Эта последняя зависимость становится несущественной, если $\beta = \ln \tau \ll 1$. Действительно, сравнивая (41) и (45) и используя соотношения

$$i^{-M} B_i(l_x l_a JM; E_i) = \sum_{M'=J}^J i^{-M'} B_i(l_x l_a JM'; E_i) D_{M'M}^{(J)}(i\beta), \quad (52a)$$

$$i^{-M} B_i(l_x l_a JM; E_i) = \sum_{M'=-J}^J i^{-M'} B_i(l_x l_a JM'; E_i) D_{MM'}^{(J)}(i\beta), \quad (52b)$$

вытекающие из (32) и (43) и из ортогональности матрицы конечных вращений вокруг оси Oy $D_{MM'}^{(J)}(\gamma)$ при любых комплексных γ , с точностью до членов порядка β получаем:

$$B_i(l_x l_a JM; E_i) \approx B_i(l_x l_a JM; E_i), \quad \beta \ll 1. \quad (53)$$

* Из физических соображений следует, что обрезание следует производить в том канале, который отвечает большему поглощению.

Поэтому при $\beta \ll 1$ результаты расчетов для двух вариантов обрезания будут близки, если в обоих случаях взять одинаковый параметр обрезания L .

4. Обсуждение полученных формул

Формулы (46) – (49) предсказывают ряд качественных закономерностей в угловых распределениях прямых реакций, идущих посредством полюсного механизма рис. I. Мы рассмотрим сначала формулу (49), то есть случай $l_x = 0$.

1. Из (49), (27) следует, что дифференциальное сечение имеет максимум* при $\theta = 0$, если**

$$y_{J0}^2(b) > y_{J1}^2(b), \quad b = b_B \quad \text{или} \quad \tau b_B. \quad (54)$$

Для четных J ($\xi = +1$) это условие выполнено всегда, однако для нечетных J ($\xi = -1$) оно выполняется только при некоторых ограничениях на параметр b . В частности, неравенство (54) выполняется при $J = 1$, если $b < \sqrt{2} - 1 = 0,41$ или $b > \sqrt{2} + 1 = 2,41$; и при $J = 3$, если $b < 0,591$ или $b > 1,693$.

2. Пусть $b = 1$. Тогда

$$y_{JM}^2(b) \Big|_{b=1} = Y_{JM}^2\left(\frac{\pi}{2}, 0\right). \quad (55)$$

Так как $Y_{JM}(\frac{\pi}{2}, 0) \neq 0$ только при четном $J+M$ и $C_M(L, \tau; 0) = 0$ при $M \neq 0$, то дифференциальное сечение обращается в нуль при $\theta = 0$, если $\xi = -1$ (J – нечетное). Условие $b_B = 1$ ($\tau b_B = 1$) выполняется строго при $u_B = -v_B$.

* Этот максимум необязательно является главным максимумом в области малых углов.

** В общем случае ($l_x \neq 0$, $l_a \neq 0$) условие (54) заменяется на условие

$$a_{J0}(E_i) \geq a_{J1}(E_i).$$

($u_B = v_B$), то есть при одной определенной энергии*. Приближенно оно выполнено при $|u_B| \ll 1$, $v_B \ll 1$, то есть при

$$|k_i - k_{f1}| \ll v_B \ll k_i + k_{f1}. \quad (57)$$

Так как величины ζ и γ можно записать в виде

$$\zeta = 1 + \frac{2(1+u_k^2)v_k^2}{(1-u_k^2)v_k^2}, \quad (58)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{1+v_k^2} + v_k \sqrt{1+u_k^2}}{\sqrt{1+v_k^2} - v_k \sqrt{1+u_k^2}}; \quad k = x, B,$$

то при $|u_A| \ll 1$, $v_B \ll 1$ имеем: $\gamma \approx 1 + 2v_A \approx 1$,

$\gamma b_A \approx 1 + O(u_A, v_A)$. Поэтому при выполнении условий (57) равенство (55) приближенно выполнено как при $b = b_B$, так и при $b = \gamma b_A$.

3. Если $|u_B| \gg 1$, $v_B \ll 1$ и $|u_B/v_B| \ll 1$ ** , то есть

$$v_B \ll |k_i - k_{f1}| \ll k_i + k_{f1}, \quad (59)$$

*

$$\begin{aligned} b_B = 1 \text{ при } E_i &= [(1-g^2-1)E_A - g^2 E_x] / (1-g^2), \\ \gamma b_B = 1 \text{ при } E_i &= (E_B - g^2 E_x) / (1-g^2), \\ b_x = 1 \text{ при } E_i &= [(1-g^2)E_x - E_B] / (1-g^2), \\ \gamma b_x = 1 \text{ при } E_i &= (g^2 E_x - E_B) / (1-g^2), \end{aligned} \quad (56)$$

где $E_x = E_{x\alpha}$, $E_B = E_{B\alpha}$. Из (56) и (36г) следует, что b_A и γb_A (или b_x и γb_x , или b_x и b_B) не могут одновременно равняться 1, если $E_x > 0$, $E_B > 0$.

**

Эти условия выполняются при высоких энергиях, если

$$(1-g)/(1+g) \ll 1 \quad (\text{см. ниже}).$$

то

$$b_B \approx \begin{cases} (1-u_B v_B) / 2u_B \ll 1 & \text{при } u_B > 0, \\ 2|u_B| / (1 - |u_B| v_B + \frac{1}{4u_B^2}) \gg 1 & \text{при } u_B < 0, \end{cases} \quad (60)$$

$$\zeta \approx 1 + 2u_B^2 v_B^2, \quad \tau \approx 1 + 2|u_B| v_B.$$

Поэтому $b \gg 1$ или $b \ll 1$ в (49). При $b \gg 1$ из (40г) и (49) получаем:

$$|M^{nm}|^2 \approx \text{const} \cdot \sum_j G_B^2 j^{-1} b^{2j} \sum_{M=1}^j N_{JM}^2 C_M^2(L, \zeta; \theta). \quad (61)$$

При $b \ll 1$ аналогичное соотношение получаем заменой b на b^{-1} . Из (61) следует, что при $b \gg 1$ ($b \ll 1$) резко увеличивается вклад в сечение от малых примесей состояний с более высокими орбитальными моментами $l_B = J$ в вершине $A + \alpha - B$.

Рассмотрим теперь случай $l_x \neq 0$, $l_B \neq 0$ (формулы (46) - (48)) при высоких энергиях:

$$E_i \gg \max\{\varepsilon_x, \varepsilon_B\} / (1-g^2). \quad (62)$$

В силу (62) $E_i \gg |Q| = |E_x - E_B|$ и $k_i^2 / 2\mu_{A\alpha} \approx k_i^2 / 2\mu_{B\alpha}$. Поэтому из (36в) и (58) получаем:

$$\begin{aligned} u_x &\approx -(\lambda E_i / \varepsilon_x)^{\frac{1}{2}}, \quad v_x \approx (\lambda \varepsilon_x / E_i)^{\frac{1}{2}}, \\ u_B &\approx (\lambda E_i / \varepsilon_B)^{\frac{1}{2}}, \quad v_B \approx (\lambda \varepsilon_B / E_i)^{\frac{1}{2}}, \\ |u_k| v_k &\approx \lambda, \quad \lambda = (1-g)/(1+g), \\ \zeta &\approx \frac{(1-g^2)}{2g} \left[1 + \frac{(1+g)^2}{(1-g^2)} v_k^2 + \dots \right], \\ \gamma &= \frac{1}{g} \left(1 + \frac{1}{\lambda} v_k^2 + \dots \right). \end{aligned} \quad (63)$$

Подставляя эти выражения для u_k и v_k в (36б), находим:

$$b_x \approx [(1-g^2)E_i / \varepsilon_x]^{\frac{1}{2}} \gg 1, \quad (64)$$

$$b_B \approx g[\varepsilon_B / (1-g^2)E_i]^{\frac{1}{2}} \ll 1.$$

Так как $b_x \gg 1$, а $b_B \ll 1$, то из (41), (45) и (40г) получаем:

$$B_i(l_x l_B JM; E_i) \approx b_x^{l_x} b_B^{l_B} A(l_x l_B JM), \quad (65)$$

$$B_f(l_x l_B JM; E_i) \approx \tau^{l_x - l_B} B_i(l_x l_B JM; E_i),$$

где

$$A(l_x l_B JM) = (-1)^{J+1} i^{l_x + l_B} \sqrt{4\pi} \cdot$$

$$\sum_{\mu_x \mu_B} (-1)^{l_x + \mu_x} (l_x \mu_x l_B \mu_B | JM) N_{l_x \mu_x} N_{l_B \mu_B} \quad (66)$$

и не зависит от b_x и b_B .

Из (65), (66) и (46)-(48) вытекают следующие выводы.

1. Если каждое из l_x и l_B принимает по одному фиксированному значению, то при выполнении (62) угловое распределение практически не зависит от значений b_x и b_B и одинаково при обрезании во входном и выходном канале, если в обоих случаях параметр обрезания L одинаков. Однако абсолютные величины сечений, рассчитанных двумя способами, различаются на фактор

$\exp[2\beta(l_x - l_B)]$. Если $l_x = l_B$, то это различие исчезает.

При $l_x \neq l_B$ различие в абсолютных величинах сечений мало,

если $2\beta |l_x - l_B| \ll 1$ (ср. (53)).

2. Так как при фиксированных l_x и l_B

$$\frac{d\sigma^{NM}(l_x, l_B)}{d\Omega} \sim b_x^{2l_x} b_B^{-2l_B}, \quad (b_x \gg 1, b_B \ll 1), \quad (67)$$

то при увеличении l_x и l_B абсолютная величина сечения при прочих равных условиях растет. Поэтому малые примеси состояний с

более высокими значениями l_x и l_B , не играющие роли при малых энергиях, при высоких энергиях могут вносить существенный или даже доминирующий вклад в сечение. Это обстоятельство можно использовать для получения информации о таких малых примесях из одновременного анализа данных по реакциям срыва при низких и высоких энергиях.

В заключение отметим, что некоторые результаты разделов 3 и 4 этой работы, относящиеся к частному случаю $l_x = 0$, были получены ранее нами в ПМ /2/, а также Даром /19/ и Инопиным и Шебоко /20/ в дифракционной модели с резким обрезанием. Результаты, даваемые формулами (39) - (42) работы /2/, идентичны результатам, даваемым формулами (49), (50) этой статьи при $b = \tau b_B$ (параметр b из работы /2/ равен параметру $(\tau b_B)^{-1}$ из данной статьи). Угловые распределения реакций срыва, полученные на основе формул (71), (72) и (74) работы /19/, идентичны угловым распределениям, вычисленным по формулам (46), (49) и (55) данной статьи при дополнительном условии (57). Дифференциальное сечение реакции (d, p), описываемое формулой (24) работы /20/, совпадает с сечением по формулам (46) и (49) данной статьи, если в формуле (49) подставить $b = \sqrt{\tau} b_B$ вместо $b = b_B$ или $b = \tau b_B$. Это различие в значениях параметра b возникает из-за того, что в работе /20/ обрезание производится по полусумме орбитальных моментов l и l' входного и выходного каналов ($\bar{l} \approx \frac{1}{2}(l + l') \approx \approx L$), а не по орбитальному моменту l или l' по отдельности, как в данной статье. При $(\tau - 1) \ll 1$ (например, при высоких энергиях) указанное различие практически несущественно.

5. Результаты численных расчетов

Мы продемонстрируем теперь точность приближенных формул

(46) - (48) и некоторые качественные эффекты, обсуждаемые в разделе 4, на примере реакции $^{14}\text{N}(p,d)^{13}\text{N}$ (осн.) при энергии протонов $E_p = 30,3$ и $155,6$ МэВ. Для этой реакции $A = ^{13}\text{N}$, $B = ^{14}\text{N}$, $\alpha = d$, $y = p$, $a = n$, $(l_x, j_x) = (l_d, j_d) = (0, 1/2)$ и $(2, 3/2)$, $(l_B, j_B) = (1, 1/2)$ и $(1, 3/2)$.

Вводя обозначения

$$G_{l_d j_d}^2(i\alpha_d) = \begin{cases} G_{d0} & \text{при } l_d = 0, \\ G_{d2} & \text{при } l_d = 2, \end{cases}$$

$$\rho_d^2 = (G_{d2} / G_{d0})^2, \quad (68)$$

$$G_{l_B j_B}^2(i\alpha_B) = \begin{cases} G_{1/2} & \text{при } l_B = 1, j_B = 1/2, \\ G_{3/2} & \text{при } l_B = 1, j_B = 3/2, \end{cases}$$

$$G_n^2 = |G_{1/2}|^2 + |G_{3/2}|^2, \quad \alpha = |G_{1/2}|^2 / G_n^2$$

напишем коэффициент $A_{JM}(E_i)$ (формула (48)) в виде

$$A_{JM}(E_i) = \frac{1}{6} G_{d0}^2 G_n^2 \left\{ \delta_{J1} |B(011M; E_i)|^2 + \frac{3}{10} \rho_d^2 \left[\frac{1}{6} (1 + 9\alpha) \delta_{J1} + \frac{1}{2} (1 + \alpha) \delta_{J2} + (1 - \alpha) \delta_{J3} \right] |B(211M; E_i)|^2 \right\}. \quad (69)$$

Расчеты проводились при стандартных значениях вершинных констант $d-n-p$: $G_{d0} = 0,43$ ферми и $\rho_d^2 = 7,9 \cdot 10^{-4}$. Вклад от малой примеси D -компоненты в дейтронной вершине пренебрежимо мал при $E_p = 30,3$ МэВ. Однако при $E_p = 155,6$ МэВ он становится очень важным, поскольку при этой энергии $b_x = 6,28$ и, согласно формуле (65), $|B(211M) / B(011M)|^2 \sim b_x^4 \sim$

$\sim 1,5 \cdot 10^3$. Следовательно, путем подгонки в ПМ при низкой энергии можно найти значение G_n^2 , затем, используя это значение, подгонкой при высокой энергии можно, в принципе, получить значение α . К сожалению, в рассматриваемом случае скудность данных при $E_p = 155,6$ МэВ не позволяет найти значение α .

Результаты расчетов представлены на рис.2 - 5. Исцелое значение параметра обрезания $l = l_d$ или $L = l_p$, указанное на рисунках, означает, что первый член в разложении по парциальным волнам функции $S_{\mu}(L, \zeta; \theta)$ (формула (27)) с $l = l_0$, учитываемый в вычислениях, умножается на коэффициент w ($0 < w < 1$), значение которого подбирается из условия наилучшего описания данных. В этом случае параметру обрезания l приписывается значение $L = l_0 + 1 - w$.

Из рис.2 видно, что приближенные расчеты хорошо согласуются с точными, выполненными с помощью формулы (1) из работы [6]. Согласие особенно хорошее при энергии 155,6 МэВ, при которой вершинная константа G_n^2 принимает одно и то же значение в обоих расчетах. Рис. 3 демонстрирует, что различие между двумя угловыми распределениями, отвечающими обрезанию в протонном и дейтронном каналах, уменьшается при увеличении энергии протонов, однако значения G_n^2 отличаются довольно сильно для этих двух вариантов обрезания, так как $\eta^2 = 2,4$ (см. формулу (65)). Из рис.4 следует, что очень малая примесь D -состояния в дейтронной вершине дает вклад порядка 40-50% в сечение при высокой энергии. Наконец, зависимость сечения от величины α показана на рис.5.

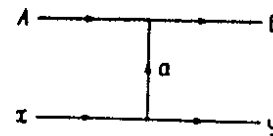


Рис.1. Полюсной график для реакций $A(x,y)B$.

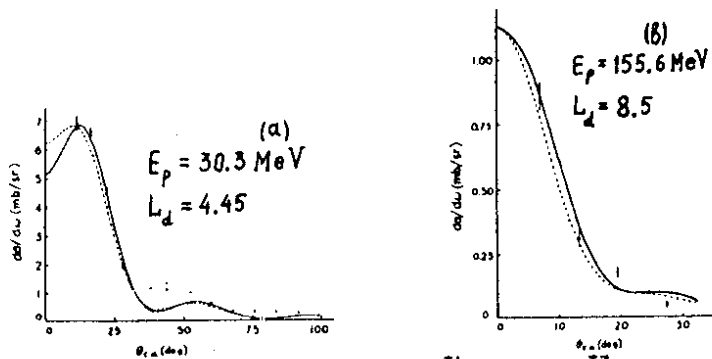


Рис.2. Дифференциальное сечение реакции $^{14}\text{N}(p, d)^{13}\text{N}$ (осн.) при $E_p = 30,3$ и $155,6$ МэВ. Экспериментальные данные из работ [21,22]. Сплошная и пунктирная кривые - расчеты по ПМ с помощью точных и приближенных формул при $l_d = 0$ и указанных значениях параметра обрезания в дейтронном канале L_d , подогнанных в точных расчетах. $G_n^2 = 0,45$ и $0,54$ ферми для сплошной и пунктирной кривых на рис. (а) и $G_n^2 = 0,45$ ферми для обеих кривых на рис. (б).

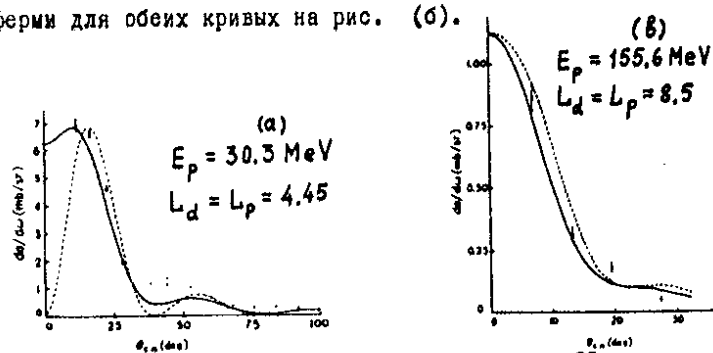


Рис.3. Дифференциальное сечение реакции $^{14}\text{N}(p, d)^{13}\text{N}$ (осн.) при $E_p = 30,3$ и $155,6$ МэВ. Сплошная и пунктирная кривые рассчитаны с помощью приближенных формул в ПМ для обрезаний в дейтронном и протонном каналах соответственно и одинаковых значений параметров обрезания $L_d = L_p$. Расчеты проведены при $l_d = 0$, $G_n = 0,54$ и $1,09$ ферми ($G_n^2 = 0,45$ и $1,27$ фм) для сплошной и пунктирной кривых на рис. (а) и (б).

Рис.4. Дифференциальное сечение реакции $^{14}\text{N}(p, d)^{13}\text{N}$ (осн.) при $E_p = 155,6$ МэВ. Сплошная и пунктирные кривые вычислены с помощью приближенных формул в ПМ при $l_d = 0 + 2$ ($G_d^2 = 7,9 \cdot 10^{-4}$) и $l_d = 0$ соответственно. Обе кривые рассчитаны при $|G_2|^2 = 0,45$ ферми, $|G_3|^2 = 0$ и одинаковым значением параметра обрезания в дейтронном канале ($L_d = 9,2$), подогнанным в случае $l_d = 0 + 2$.

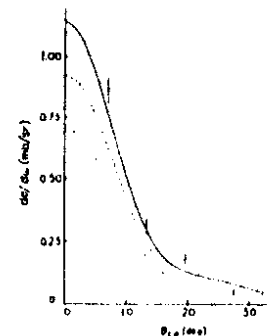
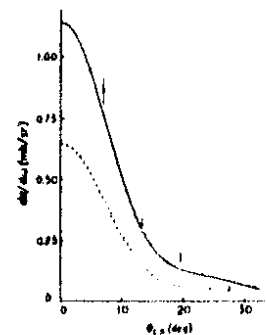


Рис.5. Дифференциальное сечение реакции $^{14}\text{N}(p, d)^{13}\text{N}$ (осн.) при $E_p = 155,6$ МэВ. Сплошная, пунктирная и штрих-пунктирные кривые - приближенные расчеты по ПМ для трех комбинаций вершинных констант $^{14}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{N} + n$: ($|G_2|^2$; $|G_3|^2$) = (0,45 ферми; 0), (0,225 ферми; 0,225 ферми) и (0; 0,45 ферми). Все кривые рассчитаны при $l_d = 0 + 2$ ($G_d^2 = 7,9 \cdot 10^{-4}$) и при фиксированном значении параметра обрезания в дейтронном канале $L_d = 9,2$.

6. Заключение

Проведенные расчеты демонстрируют хорошую точность приближенных формул. Эти формулы особенно полезны для определения ядерных вершинных констант из данных по реакциям передачи в тех случаях, когда оба вершинных орбитальных момента, l_x и l_y , не равны нулю. Такая ситуация типична, например, для реакций передачи, вызванных тяжелыми ионами. В этом случае неприменимо приближение нулевого радиуса сил, используемое в большинстве программ расчетов на ЭВМ по методу искаженных волн. Расчеты же с учетом конечного радиуса сил сложны и требуют большого машинного времени в отличие от расчетов по ПМ. Чтобы сделать полученные формулы пригодными для описания реакций передачи с тяжелыми ионами при энергиях выше кулоновского барьера, достаточно модифицировать лишь функции $C_M(l, \zeta; \theta)$, вводя в них кулоновские искажения и плавное обрезание по орбитальному моменту. Последнее видоизменение должно учитывать тот факт, что для реакций с тяжелыми ионами размер поверхностной области гораздо больше длины волны налетающего иона.

Л и т е р а т у р а

1. И. Борбей, Э.И. Долинский, В.В. Туровцев. Программа и тезисы докл. XXIV ежегодн. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л., 1974, стр. 319.
2. И. Борбей, Э.И. Долинский, В.В. Туровцев. Ядерная физика, 8, 492 (1968).
3. Э.И. Долинский. Известия АН СССР, сер. физ., 34, 165 (1970).
4. И.С. Шапиро. ЖЭТФ, 41, 1616 (1961); Теория прямых ядерных реакций, М., Госатомиздат, 1963.
5. Э.И. Долинский, В.В. Туровцев. Ядерная физика, 9, 515 (1969).
6. И. Борбей, Э.И. Долинский. Ядерная физика, 10, 299 (1969).
7. П.О. Джамалов, Э.И. Долинский. Ядерная физика, 14, 753 (1971).
8. I. Borbely. Phys.Lett., 35B, 388 (1971).
9. В.В. Туровцев, Р. Ярмахамедов. Ядерная физика, 17, 62 (1973).
10. E.I. Dolinsky, P.O. Dzhamalov, A.M. Mukhamedzhanov. Nucl.Phys., A202, 97 (1973).
11. G.V. Avakov, E.S. Belyaeva, E.I. Dolinsky. Nucl.Phys., A220, 205 (1974).
12. A.G. Baryshnickov, L.D. Blokhintsev, A.M. Mukhamedzhanov, V.V. Turovtsev. Phys.Lett., 45B, 1 (1973).
13. E.I. Dolinsky, A.M. Mukhamedzhanov. Phys. Lett., 52B(1974)17; I. Borbely. Nuovo Cimento Letters, 12, 527 (1975).
14. S.M. Bilenky, L.I. Lapidus, L.D. Pusikov, R.M. Ryndin. Nucl.Phys., 7, 646 (1958).
15. М.М. Аль Бейдори, Л.Д. Блохинцев, Э.И. Долинский, В.В. Туровцев. Вестник МГУ, сер. физ., 6, 3 (1967).
16. Л.Д. Блохинцев, Э.И. Долинский. Известия АН СССР, сер. физ., 39, 2093 (1975).
17. A.R. Edmonds. Angular momenta in the quantum mechanics, CERN, 55-26, Geneva, 1955.
18. И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., Физматгиз, 1962.
19. A. Dar. Nucl.Phys., 82, 254 (1968).
20. А.В. Шебеко, Е.В. Инопин. Ядерная физика, 8, 1142 (1968).
21. R.L. Kosub, L.A. Kull, E. Kashy. Nucl.Phys., A99, 540 (1967).
22. D. Bachelier, M. Bernas, I. Brissaud et al. Nucl.Phys., 88, 307 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июня 1976 года.