

Видике Х, И, и др.
сз43б+сз43г

В-41

Б1-4-6139.



+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-4-6139

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1971.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

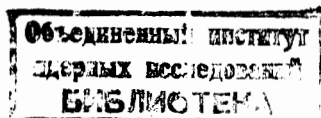
Х.И.Виблик[✱], И.Н.Кухтина, Г.Шульц[✱]

Б1-4-6139

ОПИСАНИЕ ПРОГРАММ КАСТОР И ПОДЛУКС,
ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТОВ РЕАКЦИЙ УПРУТОГО И
НЕУПРУТОГО РАССЕЯНИЯ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ И ОДНОУКЛОННОЙ
ПЕРЕДАЧИ НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

с.ф. 3264

25 XI 71



Дубна, 1971 г.

[✱]Центральный институт ядерных исследований Россендорф (ГДР).

А Н Н О Т А Ц И Я

Вычислительные программы КАСТОР и ПОЛЛУКС написаны на языках АЛГОЛ для ЭВМ СДС 1604 А7 и ФОРТРАН для ЭВМ СДС 1604 А и БЭСМ-6.

С помощью метода связанных каналов и используя адиабатическое приближение программа КАСТОР вычисляет дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния ядерных частиц (n , p , d , t , τ , α) на деформированных ядрах. Программа ПОЛЛУКС вычисляет дифференциальные сечения реакции однонуклонной передачи на деформированных ядрах, используя такой же метод связанных каналов для расчета искаженных волн во входном и выходном каналах реакции.

Введение

Данная работа посвящена описанию программы КАСТОР и ПОЛЛУКС, написанных на языках АЛГОЛ для ЭВМ СО С 1604 А и ФОРТРАН для ЭВМ СО С 1604 А и БЭСМ-6.

Программа КАСТОР вычисляет дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния ядерных частиц (n, p, d, t, τ, α) на деформированных ядрах. Рассеянные волновые функции получаются с помощью метода связанных каналов. Используется адиабатическое приближение, а поэтому рассматриваются возбуждения только вращательной полосы основного состояния ядра.

Программа ПОЛЛУКС вычисляет дифференциальные сечения реакции однонуклонной передачи на деформированных ядрах, используя такой же метод связанных каналов в адиабатическом приближении для расчета искаженных волн во входном и выходном канале реакции. Таким образом, можно учесть неупругие возбуждения вращательных полос начального и конечного состояния ядер. Кроме этого можно рассматривать реакции, в которых конечное состояние ядра-продукта образовано из состояний разных вращательных полос (учет Кориолисова взаимодействия).

Оптический потенциал в обеих программах не содержит спин-орбитального взаимодействия. Ядерная часть потенциала имеет вид деформированного потенциала Саксона-Вудса. Кроме обычной квадрупольной деформации можно включить и гексадекапольную деформацию. Кулоновский потенциал - тоже деформирован и его можно вычислить, выбирая распределение плотности заряда в виде функции в резком или размытом (только в программе КАСТОР) краем. Члены

разложения потенциала по полиномам Лежандра получаются или как члены Тейлоровского ряда, или точным интегрированием по углам.

Волновая функция переданного нуклона в программе ПОЛЛУКС вычисляется тоже в деформированном потенциале Саксона-Вудса. Полная волновая функция разлагается по базисным функциям, которыми являются либо волновые функции сферического потенциала Саксона-Вудса, либо функции метода Штурма-Лиувилля. Коэффициенты разложения задаются как входная информация.

Программа КАСТОР разрешает подбор параметров деформации и оптического потенциала методом наименьших квадратов. Это дает возможность комбинированного использования обеих программ:

1. Определение параметров деформации и оптического потенциала для падающих и вылетающих частиц реакции с помощью программы КАСТОР. Для этого необходимы соответствующие экспериментальные данные по упругому и неупругому рассеянию этих частиц на тех же ядрах.

2. Вычисление дифференциального сечения реакции с программой ПОЛЛУКС с использованием найденных параметров и сравнение с экспериментальными данными.

В следующей главе мы опишем метод связанных каналов и получим выражение дифференциального сечения для упругого и неупругого рассеяния (пр. КАСТОР). Формулы для дифференциального сечения реакции однонуклонной передачи (пр. ПОЛЛУКС) получены в главе 3. Потенциалы, используемые в программах, описаны в главе 4, а детальное описание программ КАСТОР и ПОЛЛУКС - в главах 5 и 6.

2. Упругое и неупругое рассеяние на деформированных ядрах.
Метод связанных каналов.

Волновая функция системы частица-ядро в адиабатическом приближении имеет вид /1/

$$\Psi_{\vec{k} I_0 M_0 K}(\vec{r}, \theta_i) \approx \Psi_{\vec{k}}(\vec{r}, \theta_i) \mathcal{D}_{M_0 K}^{I_0}(\theta_i) \quad (2.1)$$

\vec{k} и \vec{r} -соответственно волновой и радиус-вектор падающей частицы;

$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}, \theta_i)$ -волновая функция, описывающая рассеяние частиц неподвижным ядром, ориентация которого определяется Эйлерами углами θ_i ;

$\mathcal{D}_{MK}^I(\theta_i)$ -нормированная волновая функция симметричного волчка, описывающая вращательные состояния ядра с моментом I и его проекцией M на ось лабораторной системы координат; K - проекция момента ядра на ось его симметрии ; I_0 - спин в начальном состоянии.

Волновая функция $\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}, \theta_i)$ удовлетворяет условию:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) + E - V(\vec{r}, \theta_i) \right] \Psi_{\vec{k}}(\vec{r}, \theta_i) = 0 \quad (2.2)$$

и может быть представлена в виде:

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}, \theta_i) = \sum_{l l' m} \frac{\sqrt{\pi(2l'+1)}}{kr} i^{l'} \exp(i\delta_{l'}) \Psi_{l l' m}^{(m)}(r) Y_{l m}(\omega) D_{0 m}^{l'}(\theta_i) \quad (2.3)$$

где δ_e - кулоновские фазы; $Y_{em}(\omega)$ - сферическая функция, зависящая от углов ω , которые определяют ориентацию вектора \vec{r} в собственной системе координат ядра, связанной с его осью симметрии; $D_{0m}^{e'}(\theta_i)$ - матрица конечных вращений;.

Разлагаем $V(\vec{r}, \theta_i)$ по мультиполям в собственной системе координат

$$\frac{2m}{\hbar^2} V(\vec{r}, \theta_i) = u_0(r) + \sum_{\lambda > 0} u_\lambda(r) Y_{\lambda 0}(\omega) \quad (2.4)$$

и, используя уравнение (2.2), получаем:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - u_0(r) + k^2 \right] \varphi_{ee'}^m(r) = \sum_{\lambda > 0, e''} u_\lambda(r) S_{ee''}^{\lambda m} \varphi_{e''e'}^m(r). \quad (2.5)$$

Коэффициенты $S_{ee'}^{\lambda m}$ выражаются через коэффициенты Клебша-Гордона на

$$S_{ee''}^{\lambda m} = \left[(2e''+1)/(2e+1) \right]^{1/2} (e'' \lambda 0 0 | e 0) (e'' \lambda m 0 | e m). \quad (2.6)$$

Радиальные функции $\varphi_{ee'}^m(r)$ имеют следующие граничные условия

$$\varphi_{ee'}^m(r) \sim (F_e + iG_e) \delta_{ee'} + S_{ee'}^m (F_e - iG_e), \quad (2.7)$$

где $F_e(kr)$ и $G_e(kr)$ - соответственно регулярные и нерегулярные кулоновские функции и $S_{ee'}^m$ - матрица рассеяния адиабатической теории.

Решение системы (2.5), удовлетворяющее граничному условию (2.7), строится в виде комбинации линейно-независимых решений системы $\varphi_{ee_1}^m(r)$

$$\varphi_{ee_1}^m(r) = \sum_{e_1} \bar{\varphi}_{ee_1}^m(r) A_{e_1 e'}^m. \quad (2.8)$$

Эти линейно-независимые функции $\bar{\Psi}_{ee_1}^m(r)$ считаются удобно с разными граничными условиями вблизи начала координат /2/

$$\bar{\Psi}_{ee_1}^m(r \rightarrow 0) = \delta_{ee_1} (kr)^{e+1}. \quad (2.9)$$

Таким образом, надо решить систему (2.5) $l_{\max} + 1$ раз, чтобы найти полные функции $\Psi_{ee_1}^m(r)$ (l_{\max} - число парциальных волн в разложении (23)). При достаточно больших r функции $\bar{\Psi}_{ee_1}^m(r)$ разлагаются по кулоновским функциям следующим образом:

$$\bar{\Psi}_{ee_1}^m(r) = (F_e + iG_e) a_{ee_1}^m + (F_e - iG_e) b_{ee_1}^m. \quad (2.10)$$

Отсюда получаем уравнения для нахождения матрицы рассеяния:

$$\sum_{e_1} a_{ee_1}^m A_{e_1 e'}^m = \delta_{ee'}, \quad S_{ee'}^m = \sum_{e_1} b_{ee_1}^m A_{e_1 e'}^m. \quad (2.11)$$

Зная матричные элементы S -матрицы рассеяния в адиабатическом приближении можно легко вычислить дифференциальные сечения для упругого и неупругого рассеяния частиц, потому что амплитуда рассеяния зависит от углов Эйлера как параметр. Таким образом, амплитуда рассеяния нейтронов на неподвижном ядре выглядит следующим образом:

$$f_{\text{ядр}}(\Omega, \theta_i) = \sum_{ee'm} \frac{\sqrt{\pi(2e'+1)'}}{ik} i^{e'-e} \exp(i[\delta_{e'} + \delta_e]) (S_{ee'}^m - \delta_{ee'}) Y_{em}^{(e)} D_{0m}^{e'}(\theta_i) \quad (2.12)$$

где углы Ω и ϑ определяют направление рассеяния в лабораторной и собственной системе координат.

При рассеянии заряженных частиц добавляется к амплитуде рассеяния кулоновская часть:

$$f_{\text{кул}}(\Omega) = -\frac{\eta}{2k \sin^2 \Omega/2} \exp(i[2\delta_0 - \eta \ln \sin^2 \Omega/2]), \quad (2.13)$$

где η - параметр заряда. Кулоновскую часть нельзя разлагать по парциальным волнам из-за расходимости ряда. Амплитуда возбуждения вращательных состояний в адиабатическом приближении представляет собой матричный элемент:

$$F_{I M I_0 M_0}(\Omega) = \left\langle \mathcal{D}_{M K}^I(\theta_i), f(\Omega, \theta_i) \mathcal{D}_{M_0 K_0}^{I_0}(\theta_i) \right\rangle \quad (2.14)$$

где полная амплитуда $f(\Omega, \theta_i)$ - сумма выражений (2.12) и (2.13).

Перед интегрированием по Эйлеровским углам θ_i можно выразить функцию $Y_{\ell m}(\Omega)$ в (2.12) в лабораторной системе координат.

Тогда из (2.14) получим для ядерной части ~~ядро~~ $f_{\text{ядр}}(\Omega, \theta_i)$:

$$F_{I M I_0 M_0}^{\text{ядр}}(\Omega) = \sqrt{\frac{2I_0+1}{2I+1}} \sum_{J \ell' \ell m} \frac{\sqrt{\pi(2\ell'+1)!}}{i k} i^{\ell'-\ell} \exp(i[\delta_{\ell'} + \delta_{\ell}]) (-1)^{m+M_0-M} \cdot (S_{\ell \ell'}^m - \delta_{\ell \ell'}) (e^{\ell' e} 0 M_0 - M | J M_0 - M) (e^{\ell e} - m m | J 0) (I_0 J M_0 - M_0 + M | I M) (I_0 J K_0 0 | I K) Y_{\ell m}(\Omega) \quad (2.15)$$

Кулоновская часть не зависит от θ_i и поэтому

$$F^{\text{кул}}(\Omega) = f_{\text{кул}}(\Omega) \quad (2.16)$$

Полное дифференциальное сечение рассеяния определяется

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{I_0 I}(\Omega) = \frac{10}{2I_0+1} \sum_{M M_0} |F_{I M I_0 M_0}^{\text{ядр}} + F^{\text{кул}}|^2 \quad (2.17)$$

В программе КАСТОР вычисляются по этой формуле дифференциальные

сечения для разных величин спинов I , начиная с $I=I_0$ до какого-то максимального спина, т.е. мы получаем одновременно описание рассеяния частиц на всех состояниях основной вращательной полосы рассматриваемого ядра.

3. Реакции однонуклонной передачи на деформированных ядрах

В этой главе, следуя работам /3,4/, получим выражение для дифференциального сечения срыва на деформированном ядре. Кроме того, опишем в двух параграфах вычисление волновой функции переданного нуклона, движущегося на деформированной орбите и смешивание разных вращательных полюсов взаимодействием Кориолиса.

3.1. Дифференциальное сечение

Для конкретности рассмотрим реакцию $A(d, p)B$, где ядра A и B имеют вращательные состояния. В представленном виде программы ядро A должно быть четно-четным. Тогда исследуют вращательные полюсы, которые построены на одночастичных состояниях нейтрона, переданного ядру B .

Амплитуда срыва в приближении нулевого радиуса (n, p) - взаимодействия имеет такой вид:

$$T_{dp} = \left\langle \Psi_{\vec{k}_p}^{(-)}(\vec{r}, \theta_i) \chi_{s_p \sigma_p} \Phi_{J_B M_B}(\vec{r}_n, \theta_i) \middle| \Phi_{J_A M_A}(\theta_i) \chi_{s_d \sigma_d} \Psi_{\vec{k}_d}^{(+)}(\vec{r}, \theta_i) \right\rangle \quad (3.1)$$

где волновые функции входного и выходного каналов записаны в адиабатическом приближении, т.е. представлены в виде произведения функций внутреннего ($\Phi_{J_M}(\theta_i)$) и относительного ($\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}, \theta_i)$) движений (см. 2.1). В выражение для T_{dp} входят

$$\Phi_{J_A M_A}(\theta_i) = \sqrt{\frac{2J_A + 1}{16\pi^2(1 + \delta_{0K_A})}} D_{M_A K_A}^{J_A}(\theta_i) \quad (3.2)$$

волновая функция начального и

$$\Phi_{J_B M_B}(\vec{r}_n, \theta_i) = \sqrt{\frac{2J_B + 1}{16\pi^2}} \Psi_{\Omega\pi}(i_n) D_{M_B K_B}^{J_B}(\theta_i) \quad (3.3)$$

волновая функция конечного ядра, где $\Psi_{\Omega\pi}(\vec{r}_n)$ волновая функция связанного состояния переданного нейтрона. (Обозначение для $J \in I, M, K$ и θ_i см. гл. 2). В общем виде $\Psi_{\Omega\pi}(\vec{r}_n)$ представляется как /3/

$$\Psi_{\Omega\pi}(\vec{r}_n) = \sum_{n\ell j\sigma} a_{n\ell j}^{(\Omega)} \frac{R_{n\ell j}(r)}{r} (e_{s_n} \Omega - \sigma \sigma | j \Omega) Y_{\ell\Omega-\sigma}^{(\omega)} \sum_{s'_n} D_{\sigma'_n}^{*s'_n} X_{s'_n \sigma'_n} \quad (3.4)$$

$X_{s'_n \sigma'_n}$ - спиновые функции в лабораторной системе координат; Искривленные волны $\Psi_{\vec{k}_d}^{(+)}$ и $\Psi_{\vec{k}_p}^{*(-)}$ запишутся согласно (2.3) в виде

$$\Psi_{\vec{k}_d}^{(+)}(\vec{r}, \theta_i) = \sum_{\ell'_d \ell_d m_d} R_{\ell'_d \ell_d}^{m_d}(r) Y_{\ell_d m_d}(\omega) D_{0 m_d}^{\ell'_d}(\theta_i) (\vec{k}_d \parallel OZ) \quad (3.5)$$

$$\Psi_{\vec{k}_p}^{*(-)}(\vec{r}, \theta_i) = \sum_{\ell'_p \ell_p m'_p m_p} R_{\ell'_p \ell_p}^{m_p}(r) Y_{\ell_p m_p}(\omega) D_{m'_p m_p}^{\ell'_p}(\theta_i) Y_{\ell'_p m'_p}^*(\vec{k}_p) \quad (3.6)$$

где

$$R_{\ell'_d \ell_d}^{m_d}(r) = \sqrt{\pi(2\ell'_d + 1)} i^{\ell'_d} e^{i\delta_{\ell'_d}} \frac{\phi_{\ell'_d \ell_d}^{m_d}(r)}{k_d r} \quad (3.7)$$

$$R_{\ell'_p \ell_p}^{m_p}(r) = 2\pi (-i)^{\ell'_p} e^{i\delta_{\ell'_p}} \frac{\phi_{\ell'_p \ell_p}^{m_p}(r)}{k_p r} \quad (3.8)$$

Подставляя (3.2) - (3.6) в (3.1), получим окончательное выражение для дифференциального сечения срыва на деформированном ядре

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Omega) \left[\frac{\text{fm}^2}{\text{sr}} \right] = g \cdot \sigma_{LJ\Omega}^{\text{ССВА}}(\Omega), \quad (3.9)$$

где $\sigma_{LJ\Omega}^{\text{ССВА}}(\Omega)$ зависит от переданного орбитального и полного моментов L и J и от проекции Ω полного момента на ось симметрии ядра. В случае, если $J_A = 0$, то $J_B = J$ и $K_B = \Omega$ и фактор $g = 2$. Тогда дифференциальное сечение определяется выражением:

$$\sigma_{LJ\Omega}^{\text{ССВА}}(\Omega) = \frac{1}{2} \frac{\mu_d \mu_p}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{D_{np}}{2\pi} \frac{K_p}{k_d} (2L+1)^{-1} * \sum_{m_p'} \left| \sum_{nlj} a_{nlj}^{(\Omega)} \sum_{\Omega} (Ls\Omega - \delta\delta | J\Omega) (ls\Omega - \delta\delta | j\Omega) B_{L\Omega}(nlj, \delta, m_p') \right|^2 \quad (3.10)$$

где

$$B_{L\Omega}(nlj, \delta, m_p') = \sum_{\varrho_d \varrho_p} \sqrt{\frac{(2l_p+1)(2l_d+1)}{2l+1}} (l_p l_d 00 | l0) * \quad (3.11)$$

$$* (l_p l_d m_p m_d | l\Omega - \delta) (l_p' l_d' m_p' m_d' | L\Omega - \delta) (l_p' l_d' m_p' 0 | L m_p') I(\varrho_d \varrho_p nlj) Y_{l_p m_p'}^*(\Omega).$$

ϱ означает (l', l, m) и

$$I(\varrho_d \varrho_p nlj) = \int_0^{\infty} R_{\varrho_p}(r) \frac{R_{nlj}(r)}{r} R_{\varrho_d}(r) r^2 dr \quad (3.12)$$

интеграл перекрытия радиальных волновых функций. Константа

взаимодействия нулевого радиуса действия D_{np} определяется^{16/}
(m - масса нуклона)

$$D_{np} = \frac{8\pi \cdot 0.2317 \hbar^4}{m^2} \cdot 1.5, \quad (3.13)$$

где согласно теории конечного радиуса действия^{18/} D_{np} умножено на фактор 1.5.

В программе ПОЛУКС вычисляются одновременно дифференциальные сечения для разных величин полного момента J , начиная от $J = \Omega$ до какой-то заданной максимальной величины $J = J_{max}$, т.е. мы получаем результаты для всех состояний одной вращательной полосы.

С программой ПОЛУКС можно считать кроме реакции (d,p) , другие реакции передачи одного нуклона. Для всех этих реакций амплитуда реакции имеет тот же вид, что и (3.1) и константа D_{np} не меняется. Надо отметить, что если считать реакцию (d,t) , то дифференциальное сечение, ~~то~~ потом умножается на эмпирически найденный фактор 1.5^{18/}, а для всех других ~~видов~~ реакций D_{np} используют в том виде, как определено в (3.13).

Из формулы (3.10) следует, что в сечение входят все функции $a_{ne_j}^{(\Omega)} R_{ne_j}(r)$ и переданный полный момент J не совпадает с несохраняющимся моментом J переданного нуклона.

Возможность учета разных моментов и одновременного описания упругого и неупругого рассеяния придает используемому методу характер обобщенного метода искаженных волн.

В частном случае, когда в качестве искаженных волн выбирают обычные волновые функции центрального поля, оказывается, что

только одно слагаемое с $\ell = L$ дает вклад в сечение (формула Satchler'a ^{19/} ~~19/~~). Этот результат получается, если положить в (3.12) $\ell' = \ell$ и $R_p = R_e$. (В программе ПОДЛУКС это значит, что все параметры деформации $\beta_\lambda = 0$). В этом случае, учитывая, что

$$\sum_{m_d m_p} (\ell_p \ell_d m_p m_d | \ell \Omega - \sigma) (\ell'_p \ell'_d m'_p m'_d | L \Omega - \sigma) = \delta_{\ell L} \quad (3.14)$$

и

$$\sum_{\sigma} (L \sigma \Omega - \sigma \sigma | J \Omega) (\ell \sigma \Omega - \sigma \sigma | j \Omega) = \delta_{jJ}, \quad (3.15)$$

Получаем

$$\sigma_{LJ}^{DWBA}(\mathcal{Q}) = \frac{1}{2} \frac{\mu_d \mu_p}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{D_{np}}{2\pi} \frac{k_p}{k_d} (2L+1)^{-1} * \sum_{m_p'} \left| \sum_n a_{nLJ}^{(\Omega)} B_L(m_p') \right|^2 \quad (3.16)$$

где

$$B_L(m_p') = \sum_{\ell_d \ell_p} \sqrt{\frac{(2\ell_p+1)(2\ell_d+1)}{2\ell+1}} (\ell_p \ell_d 00 | \ell 0) * (\ell_p \ell_d m_p' 0 | L m_p') I(\ell_p \ell_d n L J) Y_{\ell_p m_p'}^*(\mathcal{Q}) \quad (3.17)$$

Здесь $\sigma_{LJ}^{DWBA}(\mathcal{Q})$ есть дифференциальное сечение, которое получается обычным методом искаженных волн (МИВ).

3.2. Волновая функция переданного нуклона

Если исходят из деформированного потенциала Саксона-Вудса, то пользуются двумя видами разложения волновой функции переданного нуклона по базисным функциям:

а) разложение по функциям связанных состояний соответствующего сферического ядра $|S\rangle$;

б) разложение по функциям Штурма $|N\rangle$.

В обоих разложениях представляется таким образом:

$$\Psi_{\Omega\pi}(\vec{r}_n) = \sum_{nlj\sigma} a_{nlj}^{(\Omega)} \frac{R_{nlj}(r)}{r} (l s_n \Omega - \sigma \sigma / j \Omega) Y_{l\Omega-\sigma}(\omega) X_{s_n\sigma} \quad (3.17)$$

где $a_{nlj}^{(\Omega)}$ - коэффициенты разложения. (Эти коэффициенты ^{вычисляется} другой программой и вводятся в программу ПОЛУКС как численная информация, в то время, как вычисление функций $R_{nlj}(r)$ проводится самой программой. Базисные функции $R_{nlj}(r)$ представляют собой собственные функции радиального уравнения Шредингера

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) - |E_{nlj}| - \alpha_{nlj} V f(r) - V_c(r) - V_{so}(\vec{\sigma}\vec{l}) \lambda_{\pi}^2 \frac{1}{r} f'(r) \right] R_{nlj}(r) = 0 \quad (3.18)$$

где ядерный потенциал имеет форму в виде потенциала Саксона-Вудса

$$f(r) = [1 + \exp((r - R_0)/a_v)]^{-1}, \quad R_0 = r_v A^{1/3}, \quad (3.19)$$

а кулоновский потенциал определяется

$$V_c(r) = Ze^2 \frac{1}{2R_c} * \begin{cases} 3 - (r^2/R_c^2) & r < R_c \\ \frac{2R_c}{r} & r > R_c \end{cases} \quad R_c = r_v A^{1/3} \quad (3.20)$$

$R_c = r_v A^{1/3}$ - кулоновский радиус и λ_{π}^2 - комптоновская длина волны. Функции $R_{nej}(r)$ имеют следующие граничные условия

$$R_{nej}(0) = 0 \quad (3.19)$$

и

$$R_{nej}(r \rightarrow \infty) \sim \exp\left(-\sqrt{\frac{2m|E_{nej}|}{\hbar^2}} r\right) \quad (3.20)$$

Здесь надо отметить, что интегралы перекрытия имеют наибольшие значения на поверхности ядра и вне его. Поэтому при описании реакции надо использовать волновые функции, имеющие корректное асимптотическое поведение.

Если представим волновую функцию $\Psi_{\Omega\pi}(\vec{r}_n)$ по методу (а), то параметры потенциала в (3.18) фиксированы, $\alpha_{nej} \equiv 1$ и надо вычислить все собственные функции и энергии E_{nej} . Как замечено в [9], этот метод не очень подходящий для вычисления функций

$\Psi_{\Omega\pi}(\vec{r}_n)$, используемых в реакциях, поскольку каждый член разложения (3.17) имеет на больших r свою асимптотику согласно (3.20). Получающаяся в результате волновая функция

$\Psi_{\Omega\pi}(\vec{r})$ не имеет правильного асимптотического поведения.

Функция $\Psi_{\Omega\pi}(r \rightarrow \infty)$ должна на больших r иметь вид

$$\sim \exp\left(-\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}|E_{св}|} r\right)$$

где $E_{св}$ энергия связи переданного нуклона, который движется на деформированной орбите.

Если разлагаем функцию $\Psi_{\Omega\pi}(\vec{r})$ по методу (б), то энергию для всех состояний можно выбрать одинаковой $E_{nej} = E_{св}$, а коэффициенты α_{nej} теперь собственные значения уравнения (3.18),

и соответствующие собственные функции называются штурмовскими функциями. Поскольку в отличие от (а) набор базисных функций полон, то асимптотика волновой функции переданного нейтрона вычисляется весьма точно и поэтому этот метод рекомендуется при описании реакций.

3.3. Дифференциальное сечение при учете Кориолисова взаимодействия

При учете Кориолисова взаимодействия используется волновая функция конечного ядра, которая представляется суммой по разным одночастичным состояниям, т.е. вместо (3.3) мы используем обобщенную формулу /12/

$$\Phi_{J_B M_B}^* (\vec{r}, \theta) = \sqrt{\frac{2J_B + 1}{16\pi^2}} \sum_{K_B \alpha} C_{K_B \alpha}^{J_B} \left\{ D_{M_B K_B}^{J_B}(\theta) \Psi_{K_B \Omega}^{\alpha \pi}(\vec{r}_n) + (-)^{J_B + K_B} D_{M_B -K_B}^{J_B}(\theta) \Psi_{-K_B -\Omega}^{\alpha \pi}(\vec{r}_n) \right\} \quad (3.21)$$

Суммирование идет по несохраняющейся проекции K_B полного момента J_B на ось симметрии ядра и по индексу α , который отличает разные вращательные полсы с одинаковой проекцией K_B . π - четность состояний $\Psi_{K_B \Omega}^{\alpha \pi}$. В формуле (3.21) мы опять предполагаем, что $J_A = K_A = 0$, откуда следуют условия $J_B = J$ и $K_B = \Omega$. Величины $C_{K_B \alpha}^{J_B}$ - коэффициенты разложения, которые нужно вводить в программу ПОЛУКС как входную информацию. Вычисление этих коэффициентов и вся теория Кориолисова взаимодействия описаны в /12/. Используя формулу (3.21), получаем выражение для дифференциального сечения:

$$\sigma_{L J \Omega}^{CSBA}(\Omega) = \frac{1}{2} \frac{M_d M_p}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{D_{np}}{2\pi} \frac{k_p}{k_d} (2L+1)^{-1} \sum_{m_p'} \left| \sum_{\Omega \alpha} C_{\Omega \alpha}^{J_B} \right. \quad (3.22)$$

$$\left. * \sum_{n \ell j} a_{n \ell j}^{(\Omega, \alpha)} \sum_{\sigma} (L \sigma \Omega - 6 6 / J \Omega) (\ell \sigma \Omega - 5 6 / j \Omega) B_{L \Omega}(n \ell j, \sigma, m_p') \right|^2$$

В частном случае, если смешивают вращательные полосы с одинаковым Ω , то можно вычислить дифференциальное сечение и по формуле (3.10), подставляя вместо коэффициентов $a_{nej}^{(\Omega)}$ эффективные коэффициенты

$$\tilde{a}_{nej}^{\Omega J} = \sum_{\alpha} C_{\Omega \alpha}^J a_{nej}^{(\Omega \alpha)}, \quad (3.23)$$

которые зависят от полного момента J . Соответствующие эффективные коэффициенты можно получить в частном случае (3.16), но суммированием по всем вращательным полосам (Ω, α) .

4. Обобщенный оптический потенциал

Обобщенный оптический потенциал $\frac{2m}{\hbar^2} V(\vec{r}, \theta)$ деформирован и состоит из двух частей - ядерного и кулоновского потенциала

$$\frac{2m}{\hbar^2} V(\vec{r}, \theta) = V_{nuc}(\vec{r}) + V_{coul}(\vec{r}), \quad (4.1)$$

где $V_{nuc}(\vec{r})$ в собственной системе координат имеет вид:

$$V_{nuc}(\vec{r}) = -\frac{V}{1+f_v(r, \omega)} - \frac{iW}{1+f_w(r, \omega)} - \frac{4iW_0 f_w(r, \omega)}{[1+f_w(r, \omega)]^2}$$

$$f_i(r, \omega) = \exp\left\{ [r - R_i (1 + \beta_{20} Y_{20}(\omega) + \beta_{40} Y_{40}(\omega))] / a_i \right\} \quad (4.2)$$

$$i = V, W, \quad R_v = r_v A^{1/3}, \quad R_w = r_w A^{1/3}$$

$V_{coul}(\vec{r})$ выражается [12]:

$$V_{coul}(\vec{r}) = ZZ'e^2 \int \rho(\vec{r}') (|\vec{r} - \vec{r}'|)^{-1} d\vec{r}' =$$

$$= 4\pi ZZ'e^2 \sum_{\lambda} \int \rho(r', \omega') \frac{r_{<}^{\lambda} r_{>}^{-(\lambda+1)}}{2\lambda+1} * \quad (4.3)$$

$$* Y_{\lambda 0}(\omega) Y_{\lambda 0}^*(\omega') r'^2 dr' d\Omega'$$

$$\begin{aligned} r_1 &= R_c, & r_2 &= r & \text{если } r < R_c \\ r_1 &= r, & r_2 &= R_c & \text{если } r > R_c \end{aligned}$$

где Ze и $Z'e$ заряды частицы и ядра и $\rho(r, \omega)$ распределение плотности заряда в ядре:

Потенциал $\frac{2m}{\hbar^2} V(\vec{r}, \theta)$ мы разложим согласно (2.4) по мультиполям в собственной системе координат. При этом в программе имеются две возможности для вычисления функции $u_\lambda(r)$ в (2.4):
 (а) разложение потенциала в ряд Тейлора по степеням $\sum_\lambda \beta_\lambda Y_{\lambda 0}(\omega)$, где учитываются только линейные члены по β_λ и
 (б) разложение потенциала по шаровым функциям $Y_{\lambda 0}(\omega)$, где функции $u_\lambda(r)$ коэффициенты при $Y_{\lambda 0}(\omega)$ и представляют собой для определенного λ сумму бесконечного числа членов разложения по степеням $\sum_\lambda \beta_\lambda Y_{\lambda 0}(\omega)$.

Разумеется, разложение (б) представляет собой приближение, которое намного лучше разложения (а), примененного только при очень маленьких значениях параметров деформации.

Поскольку вид кулоновского потенциала зависит от выбора функции плотности распределения заряда, опишем отдельно разложение по мультиполям потенциалов V_{nucl} и V_{coul} .

$$V_{\text{nucl}}(r, \omega):$$

Согласно (2.4), представим $V_{\text{nucl}}(r, \omega)$ в таком виде

$$V_{\text{nucl}}(r, \omega) = v_0(r) + \sum_{\lambda=2,4} v_\lambda(r) Y_{\lambda 0}(\omega) \quad (4.4)$$

и для отдельных членов разложения получаем для $v_0(r)$ и $v_\lambda(r)$:

а) разложение по степеням $\sum \beta_\lambda Y_{\lambda 0}$:

$$\vartheta_0(r) = \frac{V}{1+e_v(r)} \frac{iW}{1+e_w(r)} \frac{4iW_0 e_w(r)}{[1+e_w(r)]^2} \quad (4.5)$$

$$\vartheta_\lambda(r) = \frac{R_v}{a_v} \frac{V e_v(r)}{[1+e_v(r)]^2} - \frac{R_w}{a_w} \frac{iW e_w(r)}{[1+e_w(r)]^2} - \quad (4.6)$$

$$\frac{R_w}{a_w} \frac{4iW_0 e_w(r)[e_w(r)-1]}{[1+e_w(r)]^3} \quad (4.7)$$

$$e_i(r) = \exp\{(r-R_i)/a_i\}, \quad i = v, w$$

б) разложение по $Y_{\lambda 0}(\omega)$:

ϑ_0 имеет тот же вид, как и в (4.5)

$$\vartheta_\lambda(r) = 4\pi \int_0^\pi V_{\text{nucl}}(r, \omega) Y_{\lambda 0}(\omega) d(\cos \omega) \quad (4.8)$$

$V_{\text{coul}}(r, \omega)$:

Разложим $V_{\text{coul}}(r, \omega)$ аналогично (4.4):

$$V_{\text{coul}}(r, \omega) = c_0(r) + \sum_{\lambda=2,4} c_\lambda(r) Y_{\lambda 0}(\omega) \quad (4.9)$$

и для каждого типа разложения получим выражение для $c_0(r)$ и $c_\lambda(r)$:

(а) разложение по степеням $\sum \beta_\lambda Y_{\lambda 0}$:

Для этого типа разложения функция распределения плотности заряда ядра в программе КАСТОР имеет только следующий вид:

$$g(r, \omega) = \frac{3}{4\pi R_c^3} \Theta [R_c (1 + \beta_2 Y_{20}(\omega) + \beta_4 Y_{40}(\omega)) - r] \quad (4.10)$$

где

$$\Theta(r) = \begin{cases} 1 & r > 0 \\ 0 & r < 0 \end{cases} \quad (4.11)$$

и $R_c = r_c A^{1/3}$ - кулоновский радиус.

$$c_0(r) = \frac{ZZ'e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) \Theta(R_c - r) + \frac{ZZ'e^2}{r} \Theta(r - R_c) \quad (4.12)$$

$$c_\lambda(r) = \frac{3ZZ'e^2}{2\lambda + 1} \left[\frac{r^\lambda}{R_c^{\lambda+1}} \Theta(R_c - r) + \frac{R_c^\lambda}{r^{\lambda+1}} \Theta(r - R_c) \right] \quad (4.13)$$

(б) разложение по $Y_{\lambda 0}(\omega)$.

Для этого вида разложения в качестве функции распределения плотности берется фермиевское распределение плотности заряда ядра:

$$g(r', \omega) = N \left[1 + \exp \left\{ (r' - R_c (1 + \beta_2 Y_{20}(\omega) + \beta_4 Y_{40}(\omega))) / a_c \right\} \right]^{-1} \quad (4.14)$$

где

$$N = \left[4\pi \int_0^\infty \left[1 + \exp \left\{ (r - R_c) / a_c \right\} \right]^{-1} r^2 dr \right]^{-1} \quad (4.15)$$

и получаем

$$c_0(r) = 4\pi Z Z' e^2 \int_0^{\infty} \rho(r') r_2^{\lambda} r_3^{-(\lambda+1)} r'^2 dr' \quad (4.16)$$

$$c_{\lambda}(r) = 4\pi Z Z' e^2 \int_0^1 \left[\int_0^{\infty} \rho(r', \omega) r_2^{\lambda} r_3^{-(\lambda+1)} r'^2 dr' \right] Y_{\lambda 0}(\omega) d(\cos \omega) \quad (4.17)$$

Надо отметить, что если возьмем для деформации a_c в плоскости (4.14) величину $a_c \approx 0.1$, то полученный потенциал соответствует потенциалу (4.13), но разложение по мультиполям точно.

Окончательно полный деформированный потенциал будет в собственной системе координат иметь вид:

$$\frac{2m}{\hbar^2} V(\vec{r}, \theta_i) = v_0(r) + c_0(r) + \sum_{\lambda=2,4} (v_{\lambda}(r) + c_{\lambda}(r)) Y_{20}(\omega). \quad (4.18)$$

5. Описание программы КАСТОР

Как уже сказано во введении, программу КАСТОР можно использовать не только для вычисления упругого и неупругого рассеяния частиц на деформированных ядрах, но и для подбора параметров деформации и оптического потенциала. Такая процедура необходима при описании реакции передачи, поскольку имея экспериментальные данные по рассеянию частиц в начальном и конечном каналах на таких же ядрах и такой же энергии и задавая эти данные, как входную информацию в программу КАСТОР, можно подобрать параметры

деформированного потенциала. Эти параметры описывают (в рамках нашей модели) упругое и неупругое рассеяния, соответствующих частиц и поэтому при описании реакций в программе ПОЛЛУКС никакой свободы в выборе параметров не существуют.

5.1. Подбор параметров оптического потенциала и деформации

Для подбора параметров используется очень эффективный метод, так называемый метод наименьших квадратов, который позволяет несколькими шагами приблизить теоретические кривые к экспериментальным. Разница между теоретическими и экспериментальными кривыми характеризуется величиной χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_{th}(\vartheta_i) - \sigma_{exp}(\vartheta_i)}{\Delta \sigma_{exp}(\vartheta_i)} \right)^2 \quad (5.1)$$

где $\sigma_{th}(\vartheta_i)$ — теоретическое дифференциальное сечение, вычисленное при углах ϑ_i , $\sigma_{exp}(\vartheta_i)$ — заданное экспериментальное сечение; $\Delta \sigma_{exp}(\vartheta_i)$ — ошибки в измерении $\sigma_{exp}(\vartheta_i)$; N — число углов ϑ_i . Цель метода наименьших квадратов — минимизация величины χ^2 при изменении параметров, которые входят в $\sigma_{th}(\vartheta_i)$. Эта минимизация проводится в виде интерпретаций, а каждый шаг итерации содержит две части:

1. Нахождение направления наибольшего уменьшения χ^2 в зависимости от изменения параметров, т.е. направления градиента в многомерном пространстве.

2. Установление оптимальной длины шага в направлении градиента.

Для нахождения направления градиента применяется так называемый метод линеаризованных нормальных уравнений. Он и

и вся методика метода наименьших квадратов подробно описаны в /12/, где есть ссылка на фундаментальную работу /15/.

Если \vec{P}_0 есть вектор начальных значений варьируемых параметров, $\delta\vec{P}$ - нужные вариации параметров, чтобы достичь минимума X^2 , тогда вектор окончательных значений параметров есть

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \delta\vec{P} \quad (5.2)$$

Соответственно можно написать Тейлоровский ряд для теоретического сечения

$$b_{th}(\vec{P}, \mathcal{Q}_i) = b_{th}(\vec{P}_0, \mathcal{Q}_i) + \sum_{r=1}^n \delta p_r \left(\frac{\partial b_{th}(\mathcal{Q}_i)}{\partial p_r} \right)_{\vec{P}_0} \quad (5.3)$$

где n - число варьируемых параметров. Из условия минимизации $\frac{\partial X^2}{\partial p_r} = 0$ следует система линейных уравнений для вычисления $\delta\vec{P}$:

$$\begin{aligned} \sum_{s=1}^n \delta p_s \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{\Delta b_{exp}(\mathcal{Q}_i)} \right)^2 \left(\frac{\partial b_{th}(\mathcal{Q}_i)}{\partial p_r} \right)_{\vec{P}_0} \left(\frac{\partial b_{th}(\mathcal{Q}_i)}{\partial p_s} \right)_{\vec{P}_0} \\ = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial b_{th}(\mathcal{Q}_i)}{\partial p_r} \right)_{\vec{P}_0} \left(\frac{b_{exp}(\mathcal{Q}_i) - b_{th}(\vec{P}_0, \mathcal{Q}_i)}{\Delta b_{exp}^2} \right) \end{aligned} \quad (5.4)$$

После нахождения направления градиента $\delta\vec{P}$ определяется длина шага. Сначала ограничивают максимальную поправку любого параметра на 10%. На точке пространства $\vec{P}_0 + \delta\vec{P}$ вы-

числяется $\chi^2(\vec{p}_0 + \delta\vec{p})$. Если $\chi^2(\vec{p}_0 + \delta\vec{p}) < \chi^2(\vec{p}_0)$, выбирают третью точку пространства $\vec{p}_0 + 2\delta\vec{p}$, в противном случае $\vec{p}_0 + \frac{1}{2}\delta\vec{p}$. Из трех величин

$$\chi^2(\vec{p}_0), \left\{ \begin{array}{l} \chi^2(\vec{p}_0 + 2\delta\vec{p}) \\ \text{или} \\ \chi^2(\vec{p}_0 + \frac{1}{2}\delta\vec{p}) \end{array} \right\}, \chi^2(\vec{p}_0 + \delta\vec{p}) \quad (5.5)$$

находится минимум χ^2 в данном направлении с помощью параболической интерполяции.

Таким образом каждый шаг подгонки требует $n+2$ раза вычислить теоретическую кривую. Зато сравнительно мало шагов необходимо для нахождения минимума χ^2 .

5.2. Способ интегрирования системы дифференциальных уравнений

Обозначим через

$$y''(x) = a(x) y(x), \quad (5.6)$$

одно из дифференциальных уравнений второго порядка системы (2.5). Для решения такого уравнения применяется способ Стормера

$$n=2: \quad y(x) = 2y(x-h) - y(x-2h) + V(x-h) \quad (5.7)$$

$O(h^4)$

$$n=5: \quad y(x) = 2y(x-h) - y(x-2h) + \frac{299}{240} V(x-h) -$$

$$- \frac{11}{15} V(x-2h) + \frac{97}{120} V(x-3h) - \frac{2}{5} V(x-4h) +$$

$$+ \frac{19}{240} V(x-5h) \quad (5.8)$$

$O(h^5)$

где

$$V(x) = h^2 y''(x) = h^2 a(x) y(x) \quad (5.9)$$

Величина h - шаг интегрирования, n определяет число предыдущих известных точек, $O(h^n)$ дает точность способа. Способ (5.7) имеет преимущество по сравнению с (5.8), состоящее в том, что надо вычислить только $y(h)$ ($y(0)=0$), для того, чтобы начать интегрирование уравнения (5.6), но для получения окончательного результата потребуется маленький шаг интегрирования. Поэтому решаем дифференциальное уравнение (5.6), комбинируя способы (5.7) и (5.8). Сперва интегрируем с шагом $h_1 = h/m$ (m - целое число) уравнение (5.6) способом (5.7) и потом, когда первые пять точек известны, эксплуатируем способ (5.8). Для численных расчетов рекомендуются $h = 0.2$ и $h_1 = 0.025$.

5.3. Общая структура программы КАСТОР

Программа КАСТОР построена таким образом, что основная часть программы содержит только подбор параметров. В основной части вызывается процедура *POL*, которая вычисляет теоретические кривые, в данном случае дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния. Внутри процедуры *POL* есть еще некоторые вспомогательные процедуры в следующем порядке:

- coulomb* (Вычисление кулоновских функций $F_e(r)$ и $G_e(r)$)
- igs* (Решение неоднородной системы алгебраических уравнений)
- facerzeuge* (Вычисление факториалов).
- cleb* (Вычисление коэффициентов Клебша-Гордона).
- kifu* (Вычисление шаровых функций $Y_{lm}(S, \varphi)$).

potential (Вычисление обобщенного оптического потенциала).

coupled channels (Вычисление волновых функций по методу связанных каналов).

Для процедуры POL требуется некоторый набор параметров, часть из которых может варьироваться. Начальный набор параметров задается массивом $P[1:N_{ges}]$, где N_{ges} - полное количество параметров (в данном случае $N_{ges}=23$). Кроме того требуется некоторая дополнительная информация для управления процессом подбора.

Далее описывается вся входная информация в том порядке, в каком она должна поступать на ввод в ЭВМ.

5.4. Входная информация

N_{ges} Общее число параметров для процедуры POL (здесь $N_{ges}=23$).

$stmax$ Максимальное число итераций подбора. Если $stmax=1$, то угловые распределения вычисляются без подбора.

eps Точность для χ^2 .

Если $\chi^2(i) - \chi^2(i-1) < eps$, то подбор закончен (i - номер итерации).

n Число варьируемых параметров из массива $P[1:N_{ges}]$ ($1 \leq n \leq 10$)

$c[1:n]$ Массив длины n , содержит номера варьируемых параметров (номер - индекс параметра в массиве p).

$P[1:N_{ges}]$ массив параметров. Описание его см. ниже.

$kex=m-1$ m - число вычисленных дифференциальных сечений (ограничение: $kex \leq 7$).

Как уже сказано в разделе 2 в адиабатическом приближении возможно описать рассеяние частиц только с возбуждением состояний вращательной полсы основного состояния. Поэтому достаточно знать полный угловой момент I_0 ядра в основном состоянии (см. [13]) и число вычисляемых дифференциальных сечений, чтобы определить на каких вращательных

состояниях ядра рассматриваются рассеяние частиц.

Например, $kex = 3$ и $I_0 = 0$ означает: считать дифференциальные сечения для $I=0,2,4,6$,

а если $kex = 0$ и $I_0 = 0$ считать только упругое рассеяние.

$F[0:kex]$ Массив, состоящий из "0" и "1".

Массив $F[0:kex]$ управляет включением в подгонку данных рассеяния на том или ином состоянии.

Если $F[i] = 1$ ($i = 0 \dots kex$), тогда включено $(i+1)$ ое дифференциальное сечение. Если $F[i] = 0$, тогда оно исключено из подгонки, но сечение вычисляется на каждом шаге итерации и печатается.

Например, $kex = 1$, $I_0 = 0$, $F[0] = 1$ и $F[1] = 0$ означает, что рассеяние на 2^+ состоянии не включено в подгонку.

Далее вводятся экспериментальные данные, состоящие из групп чисел, где каждая группа соответствует рассеянию на одном определенном вращательном состоянии, т.е. вводится столько групп, сколько их задано параметром $kex + 1$.

Каждая группа состоит из:

nex Число углов для одного состояния ($nex \leq 60$).

$theta[1:nex]$ Массив углов для одного состояния.

$sex[1:nex]$ Массив экспериментальных данных для соответствующих углов из массива.

$dsex[1:nex]$ Массив ошибок экспериментальных данных.

Приме ограничения на число углов в одном состоянии

есть ограничения на количество всех углов для всех состояний, а именно:

$$\sum_{i=0}^{kex} nex_i \leq 100$$

Если $nex = 0$, то не требуется численный материал для массивов $theta$, sex и $dsex$ и считается соответствующее дифференциальное сечение при 35 углах (nex будет 35) от 5^0 , $10^0 \dots 175^0$ (На печати кроме теоретических вычисленных точек печатаются "экспериментальные точки" для всех углов $sex[i] \equiv 1$).

Описание массива

№ индекс	Название параметра	Описание параметра
1	M_i	Массовое число } частицы
2	Z_i	
3	M_t	массовое число } ядра
4	Z_t	
5	E_{lab}	энергия частиц в лабораторной системе
6	β_2	параметр квадрупольной деформации
7	β_4	параметр гексадекапольной деформации, если $\beta_2 = \beta_4 = 0$, то считается сферический частный случай
8	l_{max}	число парциальных волн (ограничение: $l_{max} \leq 20$)
9	p	число шагов интегрирования, $p = R_{max}/h$

где h шаг интегрирования (см. р[10])
и R_{max} -радиус до которого интегри-
руется. R_{max} можно определить через

$$R_{max} \approx r_v M_t^{1/3} + g a_v$$

(определение для a_v и r_v см. р[17]
и р[14])

I0	h	шаг интегрирования для способа (5.8)
II	$h1$	шаг интегрирования для способа (5.7) ($h \geq h1$ и $h/h1 =$ целое число)
I2	V	глубина реальной части потенциала [MeV]
I3	W	" мнимой части потенциала [MeV] знак W : "+" - объемное поглощение "?" - поверхностное поглощение
I4	r_v	радиальный параметр [fm] для реаль- ной части
I5	r_w	радиальный параметр [fm] для мнимой части
I6	r_c	радиальный параметр [fm] для кулоновс- кой части потенциала
I7	a_v	} диффузности [fm] для тех же
I8	a_w	
I9	a_c	

a_c требуется только в случае, если
плотность заряда имеет размытый край
(см. р [22]), иначе можно поставить лю-
бое число, кроме нуля.

- 20 $ruth$ $ruth = 1$, величина сечения упругого
 (0 или 1) рассеяния делится на Резерфордское се-
 чение; $ruth = 0$, не делится
- 21 $co1$ $co1 = 0$: разложение ядерного потенциа-
 (0 или 1) согласно (4.5) и (4.6) (тейлоровский ряд)
 $co1 = 1$: разложение ядерного потенциала
 согласно (4.5) и (4.8) (интегрирование
 по углам)
- 22 $co2$ $co2 = 0$: сферический кулоновский потен-
 (0, 1 или 2) циал (формула (4.12))
 $co2 = 1$: кулоновский потенциал - деформи-
 рован, функция распределения плотности
 заряда имеет резкий край согласно (4.10)
 разложение кулоновского потенциала соглас-
 но (4.12) и (4.13) - (тейлоровский ряд)
 $co2 = 2$: кулоновский потенциал - деформи-
 рован, функция распределения плотности
 заряда имеет размытый ^{край} (фермиевское распре-
 деление плотности (4.14)),
 разложение кулоновского потенциала согласно
 (4.16) и (4.17) - (интегрирование по углам)
- 23 I_0 Полный угловой момент основного состояния
 полосы.

Естественно, что можно подгонять только параметры с индексом 6, 7, 14 ... 19. Любой набор из этих индексов является содержанием массива с $[1 : n]$.

5.5. Объяснение печати

Печать параметров и результатов идет в следующем порядке:

1. Экспериментальные данные ($\theta[i]$, $\text{sex}[i]$, $d\text{sex}[i]$) для каждого уровня (печатаются спин уровня).

2. Начальные величины параметров оптического потенциала и деформации. Названия параметров совпадают с соответствующими обозначениями из раздела 5.4. (Параметры деформации обозначены - B2 и B4). Управляющий знак параметра W тоже печатается. Подбираемые параметры обозначены сверху крестами.

3. Информация о подборе параметров (см. Входная информация): Число подбираемых параметров n , максимальное число шагов подбора $stmax$, точность X^2 (величина ϵps).

Дальше печатаются для каждого состояния вращательной полосы все параметры массива $P [1 : 23]$, численные результаты дифференциального сечения и графики теоретических и экспериментальных кривых.

Порядок печати следующий:

1. Наверху слева: параметры 1-5 из массива P.
2. Наверху справа: параметры 8-11 из массива P.
3. Параметры деформации (обозначены B2 и B4) при подби-
4. Параметры оптического потенциала ~~ре подби-~~
~~раемые параметры соответственно изме-~~
~~няются.~~

Если параметр $N 2I$ $COI=I$, тогда идет формальная печать в виде $(B2)^N (B4)^N$, символизирующая вычисление потенциала для всех порядков $\beta_{\lambda} \gamma_{\lambda 0}$. параметра—22. В зависимости от $CO2$ печатается следующий текст:

$CO2 = 0$: step 0 - charge - distribution

$CO2 = 1$: step 1 - charge - distribution

$CO2 = 2$: fermi - charge - distribution

5. После текста "DIFFERENTIAL CROSS SECTION" печать величин I_0, I, K , (обозначены с JA, JB, K).

Если параметр $N 20$, $RU2I = 1$

печатается текст

(/RUTHERFORD - C. S.)

6. Численные результаты теоретического дифференциального сечения на углах, заданных массивом $\theta[i]$, в $[mb/sr]$.

7. Графики кривых теоретических (кресты) и экспериментальных (круги) угловых распределений. Смотреть их нужно слева. На абсциссе даются углы θ_i , их печатают во втором столбце слева графика. При непостоянных расстояниях между углами может получиться некоторое искажение графика. На ординате даются величины дифференциальных сечений в логарифмическом масштабе. Порядок величин печатается на левой стороне нижнего края. Каждый дальнейший порядок обозначается пунктирной линией.

8. При каждом шаге подбора после графика последнего состояния вращательной полосы печатается величина X^2 .

5.6. Примеры

1. Вычисление дифференциальных сечений рассеяния дейтронов ($E_d = 12.1$ Мэв) на вращательных состояниях $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ ($K = 0$) ядра $^{160}_{62}Gd$ без подбора параметров. Экспериментальные данные не задаются.

$N_{ges}, stmax, eps, 23, 1, 1,$
 $n, c[1:n], 1, 12,$
 $P[1:N_{ges}], 2, 1, 160, 52, 12.1$
 $.32, .05,$
 $15, 80, .2, .025,$
 $90, -15, 1.25, 1.4, 1.25, .6, .6, 1,$
 $0, 1, 1, 0,$
 $kex, F[0:kex] 2, 0, 0, 0,$
 $nex, 0, 0, 0,$

2. Подгонка пяти параметров с помощью только упругого рассеяния протонов на ядре $^{24}_{12}Mg$.

$N_{ges}, stmax, eps, 23, 6, .001,$
 $n, c[1:n], 5, 12, 13, 17, 18, 6$
 $P[1:N_{ges}], 1, 1, 24, 12, 10.5,$
 $.45, 0,$
 $13, 76, .2, .025,$
 $45, -8, 1.1, 1.3, 1.1, .6, .47, 1$
 $1, 1, 0, 0,$
 $kex, F[0:kex] 0, 1,$
~~0, 1,~~
 $nex, theta[1:nex] 10, 15.5, 25, 36.5, 48, 60, 70, 80, 90, 100, 120,$
 $sex[1:nex] 1, 1, .95, .92, .85, .84, .75, .71, .65, .55,$
 $dsex[1:nex] .1, .1, .09, .08, .08, .07, .07, .06, .05,$

3. Подгонка трех параметров с помощью 0^+ , 2^+ состояний, 4^+ и 6^+ состояния вычисляются, рассеяния дейтронов на

ядре $^{162}_{64}\text{Dy}$

N_{ges}, st_{max}, eps 23,5,.001,

$n, c[1:n]$ 3,12,13,6,

$P[1:N_{ges}]$ 2,1,162,64,15

.3,.02,

17,80,.2,.025,

102,10,1.3,1.3,.3,.5,.6,.5,

0,1,2,0,

$kex, F[0:kex]$ 3,1,1,0,0,

$nex, theta[1:nex]$ 20,5,10,15,20,25,30,35,40,45,50,

55,60,70,80,90,100,110,120,130,150,

$sex[1:nex]$ 1200,600,250,150,90,60.5,25.3,11,5,6.5,2.5,

.85,.65,.45,.30,.25,.21,.18,.15,.12,.08,

$dsex[1:nex]$ 360,180,75,45,27,18,8,3.3,1.8,0.75,

.025,.018,.013,.009,.007,.006,.006,.005,.003,.002

$nex, theta[1:nex]$ 5,40,50,60,70,90,

$sex[1:nex]$ 35,5,28,2,25,30,31,

$dsex[1:nex]$ 3.5,2.8,2.5,3,3.1,

6. Описание программы ПОЛЛУКС

Программа ПОЛЛУКС вычисляет дифференциальные сечения реакции однонуклонной передачи на четно-четных деформированных ядрах. Есть возможность включить кориолисово взаимодействие, т.е. ядерная функция конечно-нечетного ядра может быть смесью функций вращательных полос, построенных

на разных одночастичных состояниях. Поскольку время счета довольно большое, основной принцип программирования состоит в том, что нужно экономить время счета и сохранить ценные промежуточные результаты.

6.1. Некоторые общие принципы программирования

1. Расчет разделен на несколько частей. После вычисления одной части сохраняются промежуточные результаты на магнитной ленте. В случае аварии, окончания времени счета или, если промежуточные результаты совпадают для разных расчетов, можно считывать эту информацию с ленты, не повторяя вычисление этой части, и продолжить расчет до конца.

2. Вся входная информация вводится ^{поздно} максимально, т.е. нужные параметры вводятся в начале каждой части. Это дает возможность изменения параметров после начала расчета. В случае ошибки во входной информации принцип, изложенный в пункте 1 позволяет быстро продолжить счет с исправленными данными.

3. Кроме окончательной печати результатов со всеми параметрами есть вспомогательная печать, которая проводится во время счета, она служит для ориентации и печатает все параметры сразу после ввода и в таком же порядке, как они вводятся. Все эти параметры печатаются в форматной печати. Кроме того, есть дополнительная информация, которая печатается в обычном виде.

6.2. Структура программы ПОДЛУКС в перфокартах

I. Вспомогательные процедуры :

- formfactor* (Вычисление волновой функции переданного нуклона).
coulomb (Вычисление кулоновских функций $F_e(r)$ и $G_e(r)$)
igs (Решение неоднородной системы алгебраических уравнений)
facerzeuger (Вычисление факториалов)
cleb (Вычисление коэффициентов Клебша-Гордона)
kufu (Вычисление шаровых функций $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$)
potential (Вычисление деформированного потенциала)
coupled channels (Вычисление волновых функций по методу связанных каналов)
kprint (Печать графиков)
druck (Печать параметров)

2. Процедура *pollx1* :

Вычисление волновых функций для одного канала, она содержит вызовы процедур *potential* и *coupled channels* .

3. Процедура *pollx2* :

Вычисление радиальных интегралов и суммирование до массивов SUR/SUI для одной вращательной полосы, она включает работу с магнитными лентами и занимает большую часть времени счета.

4. Процедура *pollx3* :

Смешивание разных вращательных полос и вычисление дифференциальных сечений.

5. Основная программа:

Ввод и печать всей входной информации, вызов процедур

$pollx1$, $pollx2$, $pollx3$, печать результатов.

6.3. Обработка программы при расчете

- 1). Ввод параметров первой группы (общие параметры).
- 2). Ввод параметров второй группы (параметры оптического потенциала во входном канале).

Запись параметров первой и второй группы на магнитную ленту.

Вычисление волновых функций по методу связанных каналов для входного канала реакции (процедура $pollx1$).

Запись этих функций на магнитную ленту.

Если хочется использовать заранее записанные на магнитную ленту волновые функции, то нужно добавить перед параметрами второй группы одну перфокарту с одним "0". Все остальные данные не меняются. Тогда процедура $pollx1$ не вызывается, а волновые функции считываются с магнитной ленты. При этом проводится проверка ленты: параметры первой и второй все-таки вводятся и сравниваются с написанными на ленту. При несовпадении печатаются текст "DIFFERENT PARAMETERS" и записанные на ленту параметры. Расчет продолжается с волновыми функциями, считанными с ленты.

- 3). Ввод параметров третьей группы (параметры оптического потенциала в выходном канале).

Запись параметров первой и третьей группы на ленту.

Вычисление и запись на ленту волновых функций для выходного канала (процедура $pollx1$).

Можно добавить перед параметрами третьей группы дополнительную

перфокарту "0". Режим тогда такой-же, как указано в пункте 2).

Нужно отметить, что поставить дополнительную "0" нельзя только перед третьей группой. Это связано с тем, что при записи какой-то информации на ленту вся следующая информация на ленте портится.

4). Ввод параметров четвертой группы (параметры потенциала для связанного состояния переданного нуклона).

5). Ввод параметров пятой группы (квантовые числа сферических базисных состояний для всех вращательных полос).

Пятая группа состоит из подгрупп, где каждая подгруппа содержит квантовые числа одного базисного состояния. В общем базисные состояния, которые имеют большие величины коэффициентов $a_{ne_j}^{(\Omega)}$, не совпадают для разных вращательных полос.

Но здесь надо поставить все базисные состояния, которые требуются для всех полос. (Если одно состояние бывает в некоторых полосах, достаточно его поставить только один раз. Если оно не бывает в некоторых полосах, можно его исключить, подставляя соответствующий коэффициент разложения $a_{ne_j}^{(\Omega)} = 0$ (шестая группа)).

6). Ввод параметров шестой группы.

Она состоит из несколько подгрупп, где каждая подгруппа содержит информацию для вычисления одной вращательной полосы. После ввода каждой подгруппы проводится вычисление соответствующей вращательной полосы.

Запись промежуточных результатов (массивы SUR/SUI) каждой полосы на ленту.

В соответствии с общими принципами, изложенными в пункте 6.1 можно добавить к тем полосам, которые заранее были вычислены, еще другие полосы, или можно их частично анулировать. Все это управляется подгруппами параметров пятой группы. Если хочется заранее вычисленные полосы использовать для настоящего расчета, нужно добавить перед соответствующими подгруппами дополнительную "0". Тогда эти полосы не вычисляются снова, а их промежуточные результаты на ленте просто обходятся. Анулировать можно какую-то полосу, не подставляя подгруппу параметров этой полосы. Добавить и анулировать можно только полосы в конце (после всех, перед которыми были добавлены дополнительные "0"). Напоминаем, что любая запись на ленту испортит всю следующую информацию. Если были поставлены дополнительные "0", тогда режим следующий:

Ввод подгрупп параметров, перед которыми стоит "0".

Обход информации соответствующих полос на ленте.

Ввод подгрупп параметров без "0".

Вычисление и запись на магнитную ленту промежуточных результатов (процедура $poll \times 2$).

7). Ввод седьмой группы параметров (управляющие параметры).

Чтение с ленты промежуточных результатов.

Смешивание разных вращательных полос.

Вычисление дифференциальных сечений (процедура $poll \times 3$) и печать.

С помощью параметров седьмой группы (величина cor и коэффициенты смешивания) можно управлять смешиванием вычисленных вращательных полос. Рекомендуется работать следующим образом:

вычислить все полосы, которые могут смешиваться (это занимает большую часть времени), а поскольку последующее смешивание полос проводится сравнительно быстро, можно поставить несколько вариантов параметров седьмой группы. При этом можно варьировать коэффициенты смешивания, исключить некоторые полосы, или вычислить некоторые полосы без смешивания. Тогда повторяется обработка только процедуры $poll \times 3$.

6.4. Входная информация

Первая группа (4 величины): общие параметры;

l_{max}	число парциальных волн (если $p=80$, тогда ограничение $l_{max} \leq 17$)
p	число шагов интегрирования (p должно быть кратным 4) $p = R_{max} / h$, где h следующий параметр, а R_{max} - значение радиуса, до которого ведется интегрирование: $R_{max} \approx r_v \cdot M_t^{1/3} + 9 a_v$ (объяснение ниже)
h	шаг интегрирования радиальных интегралов [fm]
$h1$	шаг интегрирования дифференциальных уравнений [fm], отношение $h/h1$ должно быть целым числом рекомендуются $h = 0.1$, $h1 = 0.05$
"0"	условный дополнительный ноль перед параметрами второй группы при чтении волновых функций с магнитной ленты (см. раздел 6.3)

Вторая группа (14 величин): параметры входного канала

M_i	массовое число	} частицы
Z_i	заряд	
M_t	массовое число	} ядра
Z_t	заряд	

E_{lab}	энергия частиц в лабораторной системе [MeV]
V	глубина реальной части потенциала [MeV]
W	глубина мнимой части потенциала [MeV]
	знак W : "+" - объемное поглощение
	знак W : "-" - поверхностное поглощение
r_v	радиальный параметр для реальной части [fm]
r_w	радиальный параметр для мнимой части [fm]
r_c	радиальный параметр для кулоновского потенциала [fm]
a_v	диффузность для реальной части [fm]
a_w	диффузность для мнимой части [fm].
β_2	параметр квадрупольной деформации
β_4	параметр гексадекапольной деформации
	если $\beta_2 = \beta_4 = 0$, считается частный случай (3.16)
"0"	условный дополнительный нуль перед параметрами третьей группы при чтении волновых функций с магнитной ленты (см. раздел 6.3)
Третья группа (14) величин): параметры выходного канала	
	соответственно параметрам второй группы, но вместо E_{lab} надо поставить
Q	Q -реакции [MeV]
Четвертая группа (4 величины): параметры потенциала связанного состояния	
V_0	глубина потенциала [MeV]
r_0	радиальный параметр [fm]
a_0	диффузность [fm]
V_{so}	константа спин-орбитального потенциала [MeV]

Пятая подгруппа ($4 * i_{max} + 1$ величина): квантовые числа

сферических базисных состояний;

i_{max} - число сферических состояний;

каждая из i_{max} подгрупп содержит:

n главное квантовое число ($n = n_r + 1$, где n_r -
число узлов волновой функции),

l орбитальный момент,

j полный момент,

E энергия связи сферического состояния [MeV],

есть две возможности:

1). Задается глубина потенциала, энергия связи подгоняется, тогда надо поставить $E=0$;

2). Задается энергия связи с отрицательным знаком, глубина потенциала подгоняется; тогда надо поставить вместо V_0 в четвертой группе начальную величину для подгонки глубины;

число и порядок сферических состояний любые, (ограничение: $i_{max} \leq 20$); после последней подгруппы надо

"0" поставить обязательно нуль, машина тогда сама найдет число i_{max} .

Шестая группа ($nom * (3 + i_{max}) + 2$ величины): параметры

вращательных полос и коэффициенты $C_{ne_j}^{(\Omega)}$;

каждая из nom подгрупп содержит $3 + i_{max}$ величины;

"0" условный дополнительный нуль перед каждой подгруппой при чтении промежуточных результатов полосы с магнитной ленты;

JJM[og] максимальный спин J_{max} , до значения которого

вычисляются дифференциальные сечения вращательной поло-

сы; og -индекс вращательной полосы ($og = 1 \dots nom$)
OMG[og] проекция спина Ω на ось симметрии ядра
BAND[og] название вращательной полосы $Nn_z \Omega$, требуется
трехцифровое число, оно имеет значение только для пе-
части;
СК[$og, 1:imax$] коэффициенты разложения $a_{nlj}^{(2)}$; число и порядок
вращательных полос любые (ограничение: $nom \leq 8$); после
последней подгруппы надо поставить обязательно,
"0" два нуля, машина тогда сама найдет
"0" число nom ;

Седьмая группа (3 величины + от них зависящие вводы):

управляющие параметры; экспериментальные данные,
коэффициенты кориолисова смешивания;
COR управляющий параметр для Кориолисова смешивания;
COR = 0 без кориолисова смешивания
Вычисляются дифференциальные сечения только для од-
ной полосы, даже если были вычислены промежуточные
результаты для нескольких полос.
Требуется ввод следующей величины:
(при $COR = 0$):
OGG номер вращательной полосы, для которой вычисляется
сечение;
COR = 1 со смешиванием Кориолиса. Смешиваются все
вычисленные полосы; исключить можно некоторые полосы,
поставляя их коэффициенты $C_J^{2\alpha} = 0$.

Требуется ввод следующих величин:

(при cor=1): JJM [0] максимальный спин и
OMG [0] минимальный спин смешиваемой вращательной полосы.

Для величин спинов в данном интервале смешиваются все вычисленные полосы. Если JJM[og] < JJM[0] или OMG[og] > OMG[0], где JJM[og] и OMG[og] - параметры какой-то полосы из шестой группы, тогда эта полоса исключается автоматически для соответствующих величин спина

(при cor=1): CC [1:nom, 1:kex] коэффициенты кориолисова смешивания $C_J^{\Omega\alpha}$; первый индекс: номер вращательной полосы, второй индекс: номер состояния полосы, начиная снизу (у OMG[0])

величину kex машина вычисляет сама:
cor=0: kex = JJM[og] - OMG[og] + 1 если og = ogg
cor=1: kex = JJM[0] - OMG[0] + 1

Сначала вводятся коэффициенты для первой полосы всех состояний (kex штук), потом коэффициенты второй полосы и т.д.

exr управляющий параметр для ввода экспериментальных данных,
exr =0: экспериментальные данные не вводятся;
дифференциальные сечения вычисляются и печатаются через каждые 5° (36 углов)
exr =1: экспериментальные данные вводятся в следующем порядке: для каждого из kex состояний требуется подгруппа данных, которая состоит из следующих параметров:

(при exr=1) nex число углов, если nex =0, дальнейшие данные не требуются, режим как у exr =0

theta[1:nex] углы в лабораторной системе

sex[1:nex] | экспериментальные величины дифференциального сечения
dsex[1:nex] | ошибки измерения
fit | управляющий параметр;
fit = 0: после окончания расчета машина перейдет на начало программы, потребует данные для следующего расчета, и если они были поставлены, начинает счет
fit = 1 : после окончания расчета машина требует данные для седьмой группы параметров, чтобы считать следующий вариант. Таким образом можно варьировать параметры седьмой группы при фиксированных данных всех остальных групп параметров, повторяя только последнюю часть расчета (процедура *pollx3*)

6.5. Объяснение печати

Как уже сказано выше, вся входная информация печатается непосредственно после ввода в форматной печати в точно таком же порядке как и вводится. Печатаются все управляющие параметры, дополнительные нули и нули, которые следуют после массивов. Поэтому подробное объяснение этой печати не нужно. Объясним только дополнительную печать, которая в отличие от входной информации печатается в обычном виде (с процедурой *(print)*):

1. После второй и третьей группы параметров печатается энергия частиц во входном и выходном каналах в системе центра масс.

2. После пятой группы параметров печатается для каждого базисного состояния глубина потенциала и энергия связи.

Одна из этих величин была подобрана.

В окончательной печати для каждого состояния рассмотренной вращательной полосы имеем один лист со всеми параметрами, результатами и графиком для дифференциального сечения:

Печатается величины в следующем порядке:

1. Первые четыре строки:

Слева: параметры 1-5 второй группы + энергия в системе центра масс.

В середине: параметры 1-5 третьей группы + энергия в системе центра масс.

Справа: первая группа параметров.

2. Параметры 6-14 второй и третьей группы. Параметры четвертой группы.

3. Квантовые числа (n, ℓ, j) из пятой группы. Энергия связи из пятой группы. Величины $OMG [og]$, $BAND [og]$, $SK [og, 1:imax]$ из шестой группы вместе с коэффициентом смешивания $CC [og, k]$ для данной полосы и спина.

4. Переданные моменты L, J и проекция Ω , вычисляемое дифференциальное сечение.

5. График угловой распределения сечения. Он совпадает с графиком для программы КАСТОР с той разницей, что порядок величин расположен на верхнем крае и ниже графика рассчитывается еще раз вычисляемое сечение.

6.6. Работа с магнитными лентами и распределение информации

В COOP - карте программы требуется четыре магнитных ленты. Три из них могут быть любые рабочими лентами, а на

одну проводится запись всей промежуточной информации. Если эта информация нужна в дальнейшем, то это должно быть собственной лентой пользователя. Обозначения магнитных лент следующие:

- 1s - рабочая лента
- 2s - рабочая лента
- HD06 - собственная лента
- HD47 - рабочая лента

В дальнейшем следует описание распределения информации на магнитную ленту HD06. (Мы используем следующие сокращения: $a = l_{max} \div 2$, $b = (l_{max} + 1) \div 2$, + - целое деление)

число зон	длина зон	Запись
I	I9	Параметры первой и второй группы
$(a+1)^2$	$b \cdot 2p$	волновые функции входного канала для четных величин l
$b(b+1)$	$b \cdot 2p$	то же для нечетных величин l
1	$l_{max} + 1$	кулоновские фазы входного канала
1	19	параметры первой и третьей группы
$(a+1)^2$	$b \cdot 2p$	волновые функции выходного канала для четных величин l
$b(b+1)$	$b \cdot 2p$	то же для нечетных величин l
1	$l_{max} + 1$	кулоновские фазы выходного канала
пом	$(l_{max} + 1) \cdot 2(L+1)^2$	промежуточные результаты для разных вращательных полос (для каждой полосы есть одна зона), L - максимальный переданный орбитальный момент.

6.7. Примеры

1. Вычисление дифференциальных сечений для реакции $^{160}\text{Gd}(d, t)^{159}\text{Gd}$, идущей с возбуждением вращательной полосы $3/2^- [521]$ со спинами $J = 3/2 \dots 11/2$. Используется метод Саксона-Вудса.

группа 1	15,92,.2,.1,
группа 2	2,1,160,62,12.1, 95,-12,1.25,1.3,1.25,.8,.6,.3,.05,
группа 3	1,1,159,62,-2.2, 120,-15,1.3,1.3,1.3,.65,.65,.2,.05,
группа 4	60,1.85,.65,4,
группа 5	2,1,1.5,-10.6,3,1,1.5,-6.98, 2,3,2.5,-6.31,2,3,3.5,-5.21, 1,5,4.5,-8.62,1,5,5.5,-6.17, 0,
группа 6	5.5,1.5,521, .150,.351,-.453,.631,-.374,.150, 0,0,
группа 7	0,1, 0,0,

2. Расчет 1 повторяется с изменением параметров пятой группы (Используется метод Штурма-Лиувилля). Волновые функции обоих каналов считываются с ленты

группа 1	15,92,.2,.1, 0,
группа 2	2,1,160,62,12.1, 95,-12,1.25,1.3,1.25,.8,.6,.3,.05, 0,

- группа 3 1,1,159,62,-2.2,
120,-15,1.3,1.3,1.3,.65,.65,.3,.05,
- группа 4 60,1.25,.65,4,
- группа 5 1,1,1.5,-7.7, 2,1,1.5,-7.7,3,1,1.5,-7.7,
4,1,1.5,-7.7,1,3,2.5,-7.7,2,3,2.5,-7.7,
3,3,3.5,-7.7,1,3,3.5,-7.7,2,3,3.5,-7.7,
1,5,4.5,-7.7,1,5,5.5,-7.7,1,7,6.5,-7.7,
0,
- группа 6 5.5,1.5,521,.05,.14,.71,.25,-.17,-.45,.10,
-.54,.11,-.14,-.25,.24,
0,0,
- группа 7 0,1,
0,0,

3. Расчет 2 повторяется с добавлением двух дополнительных вращательных полос, которые вычисляются без смешивания с вариацией параметров седьмой группы

- группа 1-5 без изменений
- группа 6 0,
5.5,1.5,521,.05,.14,.71,.25,-.17,-.45,.10,
-.54,.11,-.14,-.25,.24,
4.5,2,5,523, 0,0,0,0,-.25,.36,.12,
-.76,.24,-.35,0,.96,
5.5,1.5,512,0,.23,.56,-.14,.36,.22,.17,
-.38,.56,-.08,0,0,
0,0,
- группа 7 0,2,
0,1,
- группа 7 0,3,
0,1,

4. Некоторые вариации параметров седьмой группы, смешиваются две и три полосы. Группы параметров 2-6 снова не вводятся. В отличие от случаев 1-3, где вся нужная информация записана на ленте и поэтому расчеты не должны следовать непосредственно друг за другом, информацию со всеми вариантами параметров группы 7 нужно сразу поставить в читающее устройство. Поскольку промежуточные результаты всех вращательных полос вычислены, варианты седьмой группы обрабатываются сравнительно быстро. Если нужно прервать расчет, можно продолжить вариации седьмой группы, поставив все данные с добавленными нулями перед второй и третьей группами и перед каждой подгруппой шестой группы.

группа 7	1, 4.5, 2.5, .92, -.85, .75, .25, .36, -.43, 0, 0, 0, 0, 1,
группа 7	1, 5.5, 1.5, -.95, .92, -.85, .75, .71, 0, .25, .36, -.43, 0, -.15, -.21, .24, .33, -.45, 0, 1,
группа 7	0, 5.5, 1.5, -.95, .92, -.85, .75, .71, 0, 0, 0, 0, 0, -.15, -.21, .24, .33, -.45, 0, 0,

Примеры для ввода экспериментальных данных описаны для программы КАСТОР в 5.6. Ввод совпадает для обеих программ.

5. Если из трех вращательных полос в случае 3 хочется первую и третью анулировать и добавить две другие полосы, (Это могут быть, например, и те же полосы с другими коэффициентами $a_{nej}^{\Omega, \alpha}$), то чтобы не потерять запись второй полосы, лучше оставить первую полосу (с коэффициентами $C_{\Omega\alpha}^J \equiv 0$). Третью полосу можно анулировать, не подставляя подгруппу ее параметров.

группа I-5 как в случае (2)

группа 6 0,

5.5, 1.5, 52I, .05, .14, .71, .25, -.17, -.45, .10,
-.54, .11, -.14, -.25, .24,

0,

4.5, 2.5, 523, 0, 0, 0, 0, -.25, .36, .12,
-.76, .24, -.35, 0, .06,

6.5, 2.5, 532, 0, 0, 0, 0, .11, .53, -.40,
.33, .46, -.25, .27, .16,

5.5, 1.5, 52I, .06, .11, .68, .33, -.20, -.44, .10,
-.51, .17, -.16, -.19, .36,

I, 5.5, 2.5,

0, 0, 0, 0,

.32, .18, -.25, .0,

0, 0, 0, 0,

.89, -.94, -.92, I,

0, I,

группа 7 0, 3,
0, 0,

Замечание: Все данные в примерах чисто случайные и не обязательно имеют физический смысл.

Мы выражаем глубокую благодарность профессору В.Г.Соловьеву за постоянное внимание к работе и поддержку. Кроме того мы весьма признательны С.И.Ивановой, взявшей на себя нелегкий труд прочесть эту работу в рукописи и сделавшей ряд полезных замечаний.

Видели

Ильин

Ку

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С.И.Дроздов, ЯФ I (1965) 407.
2. В.Buck, A.P.Stamp and P.E.Hodgson. Phil.Mag.8,(1963) 1805.
3. В.К.Лукинянов, И.Ж.Петков. Препринт Дубна, P4-3447 (1967).
4. H.Schulz, H.J.Wiebicke, thesis, (1969) TU Dresden (GDR).
5. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт Дубна, P4-2976 и P4-345I (1967).
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин, С.К.Слепнев, М.Г.Гинзбург. Препринт Дубна, P4-3604 (1967).
6. N.K.Glendenning, Ann.Rev.Nucl.Sci. 13 (1963) 191.
7. N.Austern, R.M.Drisko, E.C.Halbert and G.R.Satchler. Phys.Rev. 133 (1964) B3.
8. B.Elbek and P.O.Tjøm, Advances in Nucl.Phys. 3 (1969) 259.
9. G.R.Satchler, Ann. of Phys. (N.Y.) 3 (1958) 275.
10. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.И.Ширикова. Препринт Дубна, P4-535I (1970).
11. Г.Шульц, Х.И.Вибике, Ф.А.Гареев. Препринт Дубна, P4-5863(1971).
12. Н.И.Пятов, М.И.Черней и М.И.Базнат.Препринты Дубна, E4-5468,
13. R.H.Bassel, R.M.Drisko and G.R.Satchler, ^{E4-5550(1970).}
Oak Ridge National Laboratory Report
ORNL-3240, 1962 (unpublished).
14. K.Nehl, R.Reif, J.Slotta, R.Hammer, G.Nickel,
preprint ZFK-151 (1969) Rossendorf (DDR).
15. R.N.Maddison. Proc.Phys.Soc. London (1962), vol.79, p.264.