

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С343а
В-17

1551 / 2-77

25/4-77
10 - 10340

Ван Сын Чан, К.А.Гриднев, Ю.В.Кангрополь,
Л.В.Краснов, М.Мадея, Г.М.Осетинский

ПРОГРАММА

ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ,
ПОЛЯРИЗАЦИИ И ВЕРОЯТНОСТИ СПИН-ФЛИПА
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
В ПРИБЛИЖЕНИИ DWBA
И РЕЗОНАНСНОЙ ТЕОРИИ

1976

10 - 10340

Ван Сын Чан, К.А.Гриднев, Ю.В.Кангрополь,
Л.В.Краснов, М.Мадея, Г.М.Осетинский

ПРОГРАММА
ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ,
ПОЛЯРИЗАЦИИ И ВЕРОЯТНОСТИ СПИН-ФЛИПА
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
В ПРИБЛИЖЕНИИ **DWBA**
И РЕЗОНАНСНОЙ ТЕОРИИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Ван Сын Чан и др.

10 - 10340

Программа для вычисления дифференциального сечения, поляризации и вероятности спин-флипа при неупругом рассеянии в приближении DWBA и резонансной теории

Программа позволяет вычислять на ЭВМ типа М-20 сечение неупругого рассеяния частиц со спином $1/2$ на четно-четных ядрах с возбуждением первого состояния 2^+ , а также поляризацию и вероятность спин-флипа этих частиц. В программе учитывается прямой процесс взаимодействия в приближении DWBA, резонансный процесс и интерференция между ними.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Введение

В ряде последних экспериментальных работ изучается вопрос спин-флипа при взаимодействии частиц малых энергий с атомными ядрами.

Как известно, теоретическое рассмотрение спин-флипа основано на подходе к этому процессу как к прямому^{/1/} /что справедливо в области энергий выше 10-15 МэВ/ либо как к резонансному^{/2/} /при меньших энергиях/.

Однако очевидно, что существует область энергий, где вклады обоих процессов соизмеримы. С этой точки зрения желательно иметь возможность проводить расчеты вероятности спин-флипа с учетом интерференционных эффектов между прямым и резонансным взаимодействием.

Теория резонансных процессов в применении к расчетам процессов, связанных с конкретными состояниями ядер, весьма сложна, т.к. требует решения задачи детального описания природы свойств ядра и процесса. Поэтому имеет смысл развить упрощенный подход, в котором прямое взаимодействие учитывается в приближении DWBA, а резонансное - феноменологически, через параметризацию положения и ширины резонанса /формула Брейта-Вигнера/.

Данная работа посвящена описанию программы SFDR, написанной в кодах ЭВМ типа М-20 и предназначенной для вычисления дифференциального сечения неупругого рассеяния частиц со спином $1/2$ на четно-четных, слабодеформированных ядрах с возбуждением первого состояния 2^+ , а также поляризации и вероятности спин-флипа этих частиц прямым образом (DWBA) и через резонанс /формула Брейта-Вигнера/.

Амплитуда неупругого рассеяния
в приближении DWBA

Амплитуда рассеяния в приближении DWBA может быть записана в виде /3/:

$$D_{J_A J_B}^{m_a m_b m_a} = -\frac{\mu}{2\pi\hbar} \sum_{\ell S_j} A_{\ell S_j} (2j+1)^{1/2} (J_A M_A M_B - M_A | J_B M_B) \beta_{S_j}^{\ell m_a m_b m_a},$$

где $\mu = M_A M_B / (M_A + M_B)$ - приведенная масса; J_A - спин ядра мишени во входном канале; J_B - спин ядра мишени в выходном канале; $A_{\ell S_j}$ - спектроскопический множитель; $B_{S_j}^{\ell m_a m_b m_a}$ - приведенная амплитуда; S - переданный ядру спиновый момент $/\bar{S} = \bar{S}_a - \bar{S}_b$, где S_a и S_b - спины налетающей и вылетающей частиц с проекциями m_a и m_b соответственно; ℓ - переданный ядру орбитальный момент с проекцией m .

В случае четно-четного ядра мишени $J_A = 0$ и

$$D_{J_B}^{m_a m_b m_a} = D_{0 J_B}^{m_a m_b m_a} = -\frac{\mu}{2\pi\hbar} \sum_{\ell S} \hat{J}_B A_{\ell S J_B} \beta_{S J_B}^{\ell m_a m_b m_a},$$

где $\hat{J}_B = (2J_B + 1)^{1/2}$.

В нашем случае $S_a = S_b = 1/2$. Поэтому для S возможны два значения: 0 и 1. Если предположить, что нуклон-нуклонные силы не зависят от спинов, то возможно только $S=0$. В этом случае $\ell = J_B$. Для большинства четно-четных ядер первое возбужденное состояние имеет спин, равный 2, поэтому для амплитуды при $J_B = 2$ имеем

$$D_{J_B=2}^{m_a m_b m_a} = -\frac{\mu\sqrt{5}}{2\pi\hbar} A_{202} \beta_{02}^{2m_a m_b m_a}.$$

Для приведенной амплитуды при $\bar{J}_a = \bar{L}_a + 1/2$ и $\bar{J}_b = \bar{L}_b + 1/2$, где L_a и L_b - орбитальные моменты налетающей и вылетающей частиц соответственно, имеем:

$$\beta_{02}^{m_a m_b m_a} = \beta_{02}^{2m_a m_b m_a} = \sum_{L_a L_b J_a J_b} \Gamma_{L_b L_a J_b J_a}^{m_b m_a m_a} f_{L_b L_a J_b J_a}^m P_{L_b}^m(\theta).$$

Здесь ось z выбрана вдоль \bar{p}_a - импульса налетающей частицы, а ось y - вдоль $[\bar{p}_a \times \bar{p}_b]$, где \bar{p}_b - импульс вылетающей частицы.

Коэффициенты Γ , связывающие угловые моменты, равны

$$\Gamma_{L_b L_a J_b J_a}^{m_b m_a m_a} = -i^{L_a - L_b} \frac{2^{L_a} L_b!}{L_b! L_a! J_b! J_a!} \left[\frac{(L_b - m)!}{(L_b + m)!} \right] \times$$

$$\times (J_b 2m_b - m m_b - m_a | J_a m_a) \times$$

$$\times (L_b 200 | L_a 0) (L_b \frac{1}{2} - m m_b | J_b m_b - m) \times$$

$$\times (L_a \frac{1}{2} 0 m_a | J_a m_a) \begin{pmatrix} 2 & 2 & 0 \\ J_a & L_a & \frac{1}{2} \\ J_a & L_b & \frac{1}{2} \end{pmatrix}.$$

Это выражение для β справедливо при $m \geq 0$. При отрицательных m приведенную амплитуду можно найти из соотношения симметрии

$$\beta_{02}^{m_a m_b m_a} = (-1)^m \beta_{02}^{-m - m_a - m_b} \quad (m \geq 0).$$

Радиальные интегралы $f_{L_b L_a J_b J_a}^m$ имеют следующий вид:

$$f_{L_b L_a J_b J_a}^m = \frac{2\pi^{1/2}}{k_a k_b} \int_0^\infty X_{L_b J_b}^{(b)}(k_b r) \mathcal{F}_{202}^{(m)}(r) X_{L_a J_a}^{(a)}(k_a r) dr,$$

где k_a и k_b являются волновыми числами входной и выходной части соответственно ($k = (2\mu E)^{1/2} / \hbar$).

Канальные волновые функции $\chi_{LJ}^{(n)}(k_n r)$ являются решением уравнения Шредингера с оптическим потенциалом:

$$\left\{ -\frac{d^2}{dr^2} + k_n^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} V_{LJ}^{(n)}(r) \right\} \chi_{LJ}^{(n)}(k_n r) = 0.$$

Для больших r , когда ядерным потенциалом можно пренебречь, $\chi_{LJ}^{(n)}$ имеют вид

$$\chi_{LJ}^{(n)} = \frac{i}{2} e^{i\sigma_L} [(F_{L, k_n r} - iG_{L, k_n r}) - S_{LJ}^{(n)} (F_{L, k_n r} + iG_{L, k_n r})],$$

где σ_L - кулоновские фазы; F_L и G_L - регулярная и иррегулярная кулоновские функции соответственно; $S_{LJ}^{(n)}$ - матрица рассеяния.

Оптический потенциал имеет обычный вид:

$$\begin{aligned} V_{LJ}^{(n)}(r) = & V_C^{(n)}(r) + U^{(n)} f(x_{V_{so}}^{(n)}) - \\ & - 2 \cdot V_{so}^{(n)} (\bar{S}_n \cdot \bar{L}) \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{V_{so}}^{(n)}) + \\ & + i [W_{ob}^{(n)} \cdot f(x_{W_{ob}}^{(n)}) + W_{пов}^{(n)} g(x_{W_{пов}}^{(n)}) - \\ & - W_{so}^{(n)} (\bar{\sigma} \cdot \bar{L}) \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{W_{so}}^{(n)})], \end{aligned}$$

где

$$f(x) = [1 + \exp(x)]^{-1},$$

$$g(x) = \begin{cases} \exp(-x)^2, \\ 4\exp(x) \cdot [1 + \exp(x)]^{-2}, \end{cases}$$

$$x_i^{(n)} = \frac{r - R_i^{(n)}}{a_i^{(n)}}, \quad R_i^{(n)} = r_{0i}^{(n)} \cdot A^{1/3},$$

$$V_C^{(n)} = \begin{cases} \frac{Z_{\text{я}} Z_{\text{ч}} e^2}{r}, & r > r_{0C}^{(n)} \cdot A^{1/3}, \\ \frac{Z_{\text{я}} Z_{\text{ч}} e^2}{2r_{0C}^{(n)} A^{1/3}} \left[3 - \left(\frac{r}{r_{0C}^{(n)} A^{1/3}} \right)^2 \right], & r \leq r_{0C}^{(n)} A^{1/3}. \end{cases}$$

Здесь r_{0i} - константа для вычисления радиуса соответствующего потенциала; a_i - диффузность; A - атомный вес ядра мишени; $Z_{\text{я}}$ и $Z_{\text{ч}}$ - заряд ядра мишени и налетающей частицы соответственно. Для слабдеформированного ядра мишени A_{202} совпадает с параметром деформации, а радиальная часть остаточного взаимодействия $\mathcal{J}_{202}(r)$ будет равна

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{202}(r) = & U_{10}^{\text{OCT}} R_1^{\text{OCT}} \frac{d}{dr} f(x_{U_{10}}^{\text{OCT}}) + \\ & + \frac{3}{5} Z_{\text{я}} Z_{\text{ч}} e^2 \left\{ \frac{r^2}{(R_C^{\text{OCT}})^3} \theta(R_C^{\text{OCT}} - r) + \frac{(R_C^{\text{OCT}})^2}{r^3} \theta(r - R_C^{\text{OCT}}) \right\} + \\ & + i [W_{ob}^{\text{OCT}} R_2^{\text{OCT}} \frac{d}{dr} f(x_{W_{ob}}^{\text{OCT}}) + W_{пов}^{\text{OCT}} R_3^{\text{OCT}} \frac{d}{dr} g(x_{W_{пов}}^{\text{OCT}})], \end{aligned}$$

где

$$x_i^{\text{OCT}} = \frac{r - R_i^{\text{OCT}}}{a_i^{\text{OCT}}}, \quad R_i^{\text{OCT}} = r_{0i}^{\text{OCT}} \cdot A^{1/3},$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & r > 0, \\ 0, & r < 0. \end{cases}$$

Здесь предполагается отсутствие деформации у спин-орбитального взаимодействия.

Амплитуда резонансного неупругого рассеяния

В том случае, если неупругое рассеяние с возбуждением состояния 2^+ четно-четного ядра мишени идет через резонанс при энергии E_R , спине J_R и орбитальном моменте L_R , амплитуда может иметь вид /4/

$$\begin{aligned} \text{RES}_{F_{2L_R J_R}}^{mm_b m_a} &= -(4k_a k_b)^{-1/2} \sum_{L_b J_b} \hat{L}_R \hat{L}_b \left[\frac{(L_b - m)!}{(L_b + m)!} \right]^{1/2} \times \\ &\times (L_R \frac{1}{2} 0 m_a | J_R m_a) (L_b \frac{1}{2} -m m_b | J_b m_b -m) \times \\ &\times (2J_b m_a -m_b + m m_b -m | J_R m_a) S_{L_b J_b}^{L_R J_R} P_{L_b}^m(\theta), \\ \text{RES}_{F_{2L_R J_R}}^{mm_b m_a} &= (-1)^m F_{2L_R J_R}^{-m-m_b -m_a}, \quad m \geq 0. \end{aligned}$$

Здесь оси координат выбраны так же, как и для прямого процесса.

Для S имеем

$$S_{L_b J_b}^{L_R J_R} = \frac{e^{i\phi_{L_b J_b}} (\Gamma_{P_0}^{L_R J_R} \cdot \Gamma_{P' L_b J_b}^{L_R J_R})^{1/2}}{E_a - E_R + i \frac{\Gamma_{L_R J_R}}{2}},$$

где E_a - энергия налетающей частицы; $\Gamma_{L_R J_R}$ - полная ширина резонанса; $\Gamma_{P_0}^{L_R J_R}$ - входная ширина резонанса;

$\Gamma_{P' L_b J_b}^{L_R J_R}$ - выходная парциальная ширина резонанса;

$\phi_{L_b J_b}$ - фазы.

При наличии нескольких достаточно изолированных резонансов

$$\text{RES}_{F_2}^{mm_b m_a} = \sum_R F_{2L_R J_R}^{mm_b m_a}.$$

Сечение, поляризация и спин-флип

Полная амплитуда процесса неупругого рассеяния с возбуждением состояния 2^+ ядра мишени, идущего как прямым образом, так и через резонансы, будет иметь вид

$$F_{2L_b J_b}^{mm_b m_a} = D_{F_2}^{mm_b m_a} + \text{RES}_{F_2}^{mm_b m_a}.$$

Для дифференциального сечения, поляризации ($P(\theta)$) и спин-флипа ($S(\theta)$) имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} &= \frac{1}{2} \frac{k_b}{k_a} \sum_{mm_b m_a} |F_2^{mm_b m_a}|^2, \\ P(\theta) &= \frac{2 \sum_{mm_b m_a} [1 - (m_b + \frac{1}{2})^2] \Im_m (F_2^{mm_b m_a} F_2^{m+1 m_b+1 m_a*})}{\sum_{mm_b m_a} |F_2^{mm_b m_a}|^2}, \\ S(\theta) &= \frac{1}{2} \frac{\sum_{mm_b m_a} F_2^{mm_b m_a} [F_2^{mm_b m_a*} + (-1)^{m+m_a+m_b} F_2^{-mm_b m_a*}]}{\sum_{mm_b m_a} |F_2^{mm_b m_a}|^2}. \end{aligned}$$

Описание программы

1. Вычисление волновых функций канала

Дифференциальное уравнение, которому удовлетворяет волновая функция канала, в общем виде может быть записано следующим образом:

$$\frac{d^2 \chi}{dr^2} + \phi(r) \chi(r) = 0.$$

Для решения этого уравнения применяется метод Нунера. Обозначим через χ_n и ϕ_n значения функции при $r = n \cdot h$, где h - шаг интегрирования. Тогда

$$\bar{\chi}_{n+1} + \bar{\chi}_{n-1} = \frac{(2 + \frac{5}{6} h^2 \phi_n)}{(1 - \frac{1}{12} h^2 \phi_n)} \bar{\chi}_n + O(h^6),$$

где

$$\bar{\chi}_n = \chi_n \cdot (1 - \frac{1}{12} h^2 \phi_n).$$

Применяя это соотношение с начальными условиями $\bar{\chi}_0 = 0$ и $\bar{\chi}_1 = \epsilon / \epsilon$ - достаточно мало/, можно найти волновую функцию с точностью до постоянного множителя. Для получения $\chi(\rho)$ с необходимой точностью h должно быть порядка 0,1.

Нормировка волновых функций канала производится при сшивании с асимптотическим граничным условием.

2. Вычисление кулоновских функций $F_\ell(\rho)$ и $G_\ell(\rho)$ и кулоновских фаз σ_ℓ

Мы будем следовать методам, описанным в работе /5/. Для кулоновских фаз имеем рекуррентное соотношение:

$$\sigma_\ell(\gamma) = \sigma_{\ell+1}(\gamma) - a,$$

где

$$\gamma = \frac{\mu Z_я Z_ч e^2}{k\hbar}, \quad a = \arctg\left(\frac{\gamma}{\ell + 1}\right).$$

Для достаточно больших ℓ $\sigma_\ell(\gamma)$ удовлетворяют также асимптотическому выражению

$$\sigma_\ell(\gamma) = a\left(\ell + \frac{1}{2}\right) + \gamma(\ln \beta - 1) + \frac{1}{\beta} \delta,$$

где

$$\beta = [\gamma^2 + (\ell + 1)^2]^{1/2}.$$

$$\delta = -\frac{\sin a}{12} + \frac{\sin 3a}{360\beta^2} - \frac{\sin 5a}{1260\beta^4} + \frac{\sin 7a}{1680\beta^6} - \dots$$

Вычисляя σ_ℓ из асимптотической формулы для $\ell = \ell_{\max} / \ell_{\max} \sim 50/$ и применяя рекуррентное соотношение, можно найти σ_ℓ для всех значений ℓ .

Кулоновские функции $F_\ell(\rho)$ и $G_\ell(\rho)$ удовлетворяют дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 U_\ell(\rho)}{d\rho^2} + \left(1 - \frac{2\gamma}{\rho} - \frac{\ell(\ell + 1)}{\rho^2}\right) U_\ell(\rho) = 0$$

и рекуррентным соотношениям

$$\frac{[\gamma^2 + (\ell + 1)^2]^{1/2}}{\ell + 1} U_{\ell+1}(\rho) + \frac{[\gamma^2 + \ell^2]^{1/2}}{\ell} U_{\ell-1}(\rho) =$$

$$= (2\ell + 1) \left(\frac{\gamma}{\ell(\ell + 1)} + \frac{1}{\rho}\right) U_\ell(\rho),$$

$$\left(\frac{\gamma}{\ell + 1} + \frac{\ell + 1}{\rho}\right) U_\ell(\rho) - U_\ell'(\rho) = \frac{[\gamma^2 + (\ell + 1)^2]^{1/2}}{\ell + 1} U_{\ell+1}(\rho).$$

Регулярные функции F_ℓ находятся методом Миллера.

Для этого $F_{\ell_{\max}+1}(\rho)$ полагается равным 0, а $\alpha \cdot F_{\ell_{\max}}(\rho) = \epsilon$. Здесь ℓ_{\max} берется достаточно большим $\ell_{\max} \sim 50$, ϵ - величина порядка 10^{-5} , а α подлежит определению.

Используя рекуррентное соотношение, можно найти $\alpha F_{\ell}(\rho)$ и $\alpha F'_{\ell}(\rho)$ для нужных значений ℓ . Константа α находится из вронскиана

$$F'_0(\rho) G_0(\rho) - F_0(\rho) G'_0(\rho) = 1.$$

Функции $G_0(\rho)$ и $G'_0(\rho)$ находятся на основе решения методом Рунге-Кутты дифференциального уравнения с начальными условиями

$$G_0 = s \cos \phi - t \sin \phi, \quad G'_0 = S \cos \phi - T \sin \phi,$$

$$\phi = \rho_m - \gamma \ln 2\rho_m + \sigma_0,$$

справедливыми для достаточно больших ρ_m . Величины s , S , t и T удовлетворяют соотношению $sT - St = 1$ и могут быть найдены следующим образом:

$$s = \sum_{n=0}^{25} s_n, \quad S = \sum_{n=0}^{25} S_n, \quad t = \sum_{n=0}^{25} t_n, \quad T = \sum_{n=0}^{25} T_n,$$

$$s_{n+1} = a_n s_n - b_n t_n, \quad t_{n+1} = a_n t_n + b_n s_n,$$

$$S_{n+1} = a_n S_n - b_n T_n - \frac{S_{n+1}}{\rho_m}, \quad T_{n+1} = a_n T_n + b_n S_n - \frac{t_{n+1}}{\rho_m},$$

$$a_n = \frac{\gamma(2n+1)}{2\rho_m(n+1)}, \quad b_n = \frac{\gamma^2 - n(n+1)}{2\rho_m(n+1)},$$

$$s_0 = 1, \quad s_1 = \frac{\gamma}{2\rho_m}, \quad t_0 = 0, \quad t_1 = \frac{\gamma^2}{2\rho_m},$$

$$S_0 = 0, \quad S_1 = \frac{\gamma^3 - \gamma}{2\rho_m^2} - \frac{\gamma^2}{2\rho_m}, \quad T_0 = 1 - \frac{\gamma}{\rho_m}, \quad T_1 = -\frac{\gamma^2}{\rho_m^2} + \frac{\gamma}{2\rho_m}.$$

Кулоновские функции $G_{\ell}(\rho)$ находятся из рекуррентных соотношений и значений $G_0(\rho)$ и $G'_0(\rho)$.

Структура программы

Программа SFDR имеет блочную структуру и состоит из следующих частей: "Упр.", "Кулон", " χ_{LJ} ", "Сшив", "A", " σ " и "Res".

Блок "Упр." управляет последовательностью работы остальных блоков. В "Кулоне" вычисляются значения кулоновских функций в точках сшивания и кулоновские фазы. Блок " χ_{LJ} " вычисляет каналные волновые функции χ_{LJ} и интегралы перекрытия. Нормировка интегралов производится в блоке "Сшив". Часть программы под названием "A" получает величины

$$\Gamma_{L_b L_a J_b J_a}^{m_b m_a} f_{L_b L_a J_b J_a}.$$

Блок "Res" ответственен за вычисление резонансной амплитуды. Окончательные результаты /сечение, поляризация и вероятность спин-флипа/ получаются в процессе работы блока " σ ".

При работе программы SFDR используются МОЗУ-0,1 и магнитные барабаны с номерами 0 и 1. Система ИС-2М и библиотека стандартных программ должны быть записаны на 0-ю или 3-ю четверти блока МБ-00. При вычислении по программе ввод резонансных параметров и учет их будут производиться только при включенном 44-ом разряде КЗУ-3.

Входная информация

Входная информация состоит в случае учета резонансного взаимодействия из двух массивов.

Первый массив

Номер ячейки	Название	Описание параметра
20	E_a	энергия налетающей частицы в л.с.к. /МэВ/
21	Q	энергия реакции /МэВ/
22	M_A	масса ядра мишени

23	Z_A	заряд ядра мишени
24	0	нуль
25	M_A	смотри выше
26	Z_A	
27	0	

Параметры остаточного взаимодействия

30	U	глубина /МэВ/	действительной части
31	r_{0U}	радиальный параметр /Фм/	
32	a_U	диффузность /Фм/	
33	W	глубина /МэВ/	мнимой части
34	r_{0W}	радиальный параметр /Фм/	
35	a_W	диффузность /Фм/	
36	r_{0C}	радиальный параметр /Фм/ для кулоновского остаточного взаимодействия	

Параметры оптического потенциала

		во входном канале	
37	V	глубина /МэВ/	действительной части
40	$W_{об}$	глубина /МэВ/	мнимой части в виде потенциала Саксона-Вудса /С.-В./
41	$W_{пов}$	глубина /МэВ/	мнимой части в виде производной от потенциала Саксона-Вудса или в виде потенциала Гаусса
42	r_{0V}	радиальный параметр действительной части /Фм/	
43	r_{0C}	радиальный параметр /Фм/ кулоновского взаимодействия	
44	a_V	диффузность /Фм/ действительной части	
45	$r_{0W_{об}}$	радиальный параметр /Фм/ мнимой части в виде потенциала С.-В.	
46	$a_{W_{об}}$	диффузность /Фм/ мнимой части в виде потенциала Саксона-Вудса	
47	V_{so}	глубина /МэВ/ действительной части спин-орбитального взаимодействия	
50	W_{so}	глубина /МэВ/ мнимой части спин-орбитального взаимодействия	

51	$r_{0V_{so}}$	радиальный параметр /Фм/	действительной части спин-орбитального взаимодействия
52	$a_{V_{so}}$	диффузность /Фм/	

53	$r_{0W_{so}}$	радиальный параметр /Фм/	мнимой части спин-орбитального взаимодействия
54	$a_{W_{so}}$	диффузность /Фм/	

55	T	константа, определяющая вид мнимой части оптического потенциала / $T=0$ - мнимая часть берется только в виде потенциала С.-В.; $T=1$ - мнимая часть берется только в виде потенциала Гаусса; $T=2$ - мнимая часть берется только в виде производной от потенциала Саксона-Вудса; $T=3$ - мнимая часть берется в виде суммы потенциалов Саксона-Вудса и Гаусса; $T=4$ - в виде суммы потенциалов С.-В. и производной от потенциала С.-В.	
----	-----	---	--

Параметры оптического потенциала в выходном канале

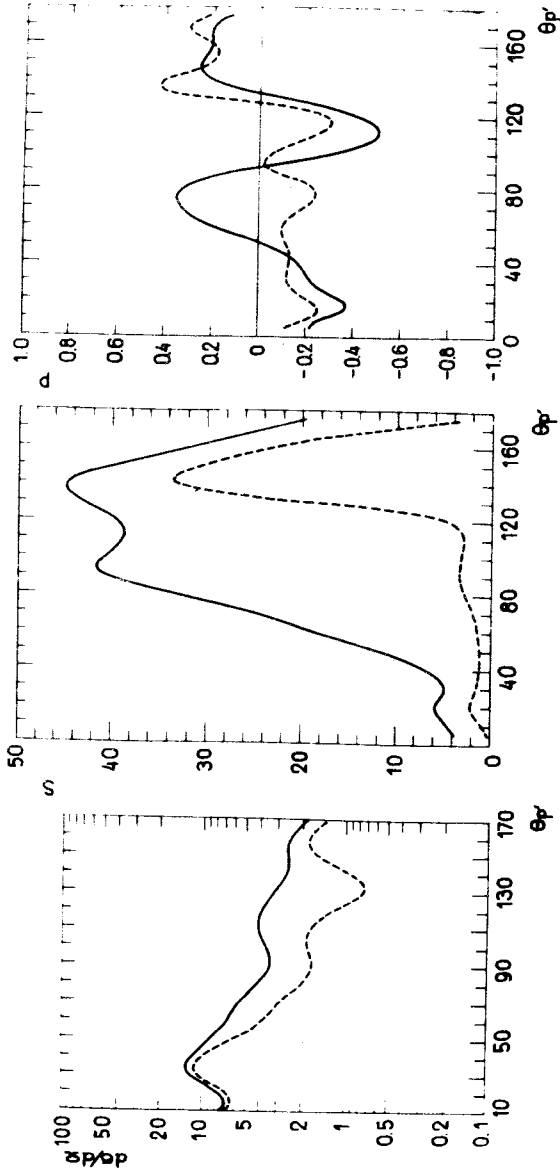
56	}	параметры задаются в том же порядке, что и во входном канале	
:			
:			
74			
75	m_a	масса налетающей частицы	
76	Z_a	заряд налетающей частицы	
77	0	константа нуль	
100	0	"- "	
101	}	m_a	смотри выше
102		Z_a	

103	0	константы	
104	2		
105	2,5		
106	$L_{a \max}$	максимальное учитываемое число парциальных волн ($L_{\max} \leq 30$)	
107	0	константа	
110	R_E	верхний предел интегралов перекрытия /обычно $R_E = 15 \div 17 \Phi_M$ /	
111	0	константы	
112	0		
113	$r_{\text{ПОВ}}$	радиальный параметр / Φ_M /	мнимой части оптического потенциала во входном канале в виде потенциала Гаусса или производной от потенциала С.-В.
114	$a_{\text{ПОВ}}$	диффузность / Φ_M /	потенциала в выходном канале в виде потенциала Гаусса или производной от потенциала С.-В.
115	$r_{\text{ПОВ}}$	радиальный параметр / Φ_M /	мнимой части оптического потенциала в выходном канале в виде потенциала Гаусса или производной от потенциала С.-В.
116	$a_{\text{ПОВ}}$	диффузность / Φ_M /	потенциала в выходном канале в виде потенциала Гаусса или производной от потенциала С.-В.
117	h	шаг интегрирования / Φ_M / уравнений канала	
120	0	константа	
121	$\Delta\theta$	шаг по углу /в градусах/ при вычислении сечения, поляризации и спин-флипа	
122	θ_{\min}	начальный угол /в градусах/	
123	θ_{\max}	конечный угол /в градусах/	

124	0,5	константы
125	0,5	

Второй массив /при включенном 44-м разряде КЗУ-3/

Номер ячейки	Обозначение	Описание параметра
700	β^2	квадрат параметра деформации
Параметры первого резонанса		
701	L_R	орбитальный момент резонанса
702	J_R	спин резонанса ($J_R = L_R \pm 0,5$)
703	E_R	энергия резонанса /МэВ/ в л.с.к.
704	Γ	полная ширина /МэВ/
705	Γ_{p_0}	входная ширина /МэВ/
706	Γ_p	парциальные выходные ширины резонанса в следующем порядке по ℓ_b и J_b : $\ell_b = L_R - 2, J_b = \ell_b - 0,5; \ell_b = L_R - 2, J_b = \ell_b + 0,5;$ $\ell_b = L_R, J_b = \ell_b - 0,5; \ell_b = L_R, J_b = \ell_b + 0,5;$ $\ell_b = L_R + 2, J_b = \ell_b - 0,5; \ell_b = L_R + 2, J_b = \ell_b + 0,5.$
707		
710		
711		
712		
713	фазы в том же порядке, что и выходные ширины	
714		
715		
721	Параметры второго резонанса	
722	в том же порядке, что и для первого резонанса	
742		
743		
763	Параметры третьего резонанса	
	в том же порядке, что и для первого резонанса	



В том случае, если учитываются один или два резонанса, параметры последующих резонансов можно не задавать.

Выходная информация

Печать параметров и результатов вычислений будет идти в следующем порядке:

1. Массив входных данных в том же порядке, в каком они вводились.
2. В случае учета резонансов - печать резонансных параметров.
3. Массив результатов:

θ_{min} ; $d\sigma(\theta_{min})/d\Omega$ /мб/ср/ , $P(\theta_{min})$, $S(\theta_{min})$, число нуль,
 $\theta_{min} + \Delta\theta$, $d\sigma(\theta_{min} + \Delta\theta)/d\Omega$, $P(\theta_{min} + \Delta\theta)$, $S(\theta_{min} + \Delta\theta)$,
 число нуль, ..., θ_{max} , $d\sigma/d\Omega$, P , S .

4. Интегральное сечение.

Данная программа вычисляет сечения с точностью до множителя 5, который извлекается из сравнения с экспериментальными данными.

Пример расчета

На рисунке приведены результаты расчетов угловой зависимости дифференциального сечения неупругого рассеяния ($d\sigma/d\Omega$ /мб/ср/), вероятности спин-флипа /S в %/ и поляризации при рассеянии протонов на ^{56}Fe при $E_p = 19,6$ МэВ.

Сплошная кривая на рисунках - расчеты, приведенные с учетом резонанса, который для примера взят со следующими параметрами: $J^\pi = 3/2^-$, $\Gamma = 100$ кэВ, $\Gamma_{\rho_0} = 10$ кэВ, $\Gamma_{1/2} = 45$ кэВ, $\Gamma_{1/2} = 45$ кэВ. Пунктирная кри-

вая расчеты, выполненные без учета резонансного члена. Эти значения полностью воспроизводят расчеты, приведенные в работе /1/.

Для этих примеров массивы начальных данных имеют следующий вид:

1-й массив

19,6; -0,846; 56; 26; 0; 56; 26; 0; -50,48; 1,19; 0,7; -35,32; 1,31; 0,55; 1,19; -50,48; 0; -8,83; 1,19; 0,7; 1,0; 1,0; -10,24; 0; 1,075; 0,4; 1,0; 1,0; 2; -50,48; 0; -8,83; 1,19; 1,19; 0,7; 1,0; 1,0; -10,24; 0; 1,075; 0,4; 1; 1,0; 2; 1; 1; 0; 0; 1; 1; 0; 2; 2,5; 15,0; 0; 20; 0; 0; 1,31; 0,55; 1,31; 0,55; 0,1; 0; 5; 5; 175; 0,5; 0,5.

2-й массив

0,053; 1; 1,5; 19,6; 0,1; 0,01; 0; 0; 0,045; 0,045; 0; 0; 0; 0; 0; 0; 0.

Авторы выражают большую благодарность В.И.Фурману за полезные обсуждения.

Литература

1. Hendrie D.L., Clashausser C., Moss J.M. and Thiriou J. *The Physical Review*, 1969, 186, 1188.
2. Nojiri Tamaki and Toyama Hinako. *Journal of the Physical Society of Japan*. 1974, 37, 1479
3. Satcher G.R. *Nucl.Phys.*, 1964. 55, 1,
4. Бор А., Моттelson Б. *Структура атомного ядра*. Изд. "Мир", Москва, 1971.
5. Ходгсон П.Е. *Оптическая модель упругого рассеяния*. Атомиздат, Москва, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1976 года.