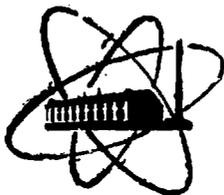


We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche

SU800 3686

ФЭИ-868



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. Е. КОЛЕСОВ, Н. Н. ТИТАРЕНКО

**Алгоритм и программа расчета угловых
и энергетических распределений продуктов реакций
 (a, b) , (a, b, γ) , (a, b, γ, γ_2) , (a, γ) , (a, γ, γ_2)
в рамках статистической модели**

Обнинск — 1978

ФЭИ-868

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.Е. Колесов, Н.Н. Титаренко

АЛГОРИТМ И ПРОГРАММА РАСЧЕТА УГЛОВЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ (α, β) , $(\alpha, \beta\gamma)$,
 $(\alpha, \beta\gamma-\rho)$, (α, γ) , $(\alpha, \gamma-\gamma_2)$ В РАМКАХ
СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Обнинск - 1978

539.172.4

1978

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе представлены алгоритмы и программа расчета в рамках статистической модели угловых и энергетических распределений продуктов широкого класса ядерных реакций.

© - Издико-энергетический институт, 1978г.

1. Введение

Внедрение в последние годы мощной вычислительной техники предоставляет возможность проводить численные оценки широкого класса ядерных реакций, получать информацию о ядерной структуре, ядерных силах и механизме реакции. В данной работе обсуждается структура программы расчета на ЭВМ широкого класса реакций в рамках статистической модели /1 + 5/.

Механизм реакции, идущей с образованием составного ядра, считается доминирующим в области низких энергий $E \leq 6$ мэв. Универсальные программы расчета на ЭВМ ядерных реакций при низких энергиях необходимы не только с практической точки зрения при оценке ядерных данных для реакторно-физических расчетов, но и для фундаментальных исследований. Особенно это важно при теоретическом анализе той области экспериментальных данных, где трудно выделить доминирующий процесс, когда прямой механизм дает ограниченный вклад в сечение с механизмом составного ядра. Достаточно корректный учет вклада хотя бы одного механизма реакции позволит в первом приближении оценить вклад в сечение и другого механизма. Понятно, что для строгого описания реакции в такой области необходим универсальный подход, учитывающий одним образом оба механизма. Однако, разработка и развитие таких неформальных универсальных моделей без использования достижений более простых подходов вряд ли возможны. Пусть при рассеянии частицы a на ядре, находящемся в состоянии (J_1, π_1) , образуется составное ядро в состоянии (J_2, π_2) , которое может затем распасться по нескольким каналам, характеризуемым вылетающей частицей b и ядром-остатком, находящимся в состоянии (J_3, π_3) . Пусть далее, участвующие в реакции частицы могут иметь спин

$$j_a = 0 \text{ (He}^4\text{)}, = 1/2 \text{ (n, p, He}^3\text{, H}^2\text{...)}, = 1 \text{ (d, Li}^6\text{...)}$$

орбитальный угловой момент l_i и полный спин $J_i = l_i + s_i$. В качестве частицы можно также рассматривать и электромагнитное излучение фотон или смешанную мультипольность.

Написанная на языке Fortran IV программа позволяет в рамках статистической модели рассчитать угловые и энергетические распределения продуктов следующих реакций:

(a, b)

или схематически

$$J_0 \bar{\Pi}_0(j_1 = l_1 + s_1) J_1 \bar{\Pi}_1(j_2 = l_2 + s_2) J_2 \bar{\Pi}_2, \quad (1)$$

где в качестве конечного состояния системы может быть та же частица (упругое и неупругое рассеяние), либо другая (процесс перестройки). Конечное состояние ядра-остатка ($J_2 \bar{\Pi}_2$) может находиться как в области разрешенных уровней, так и в неразрешенной области.

$$(a, b \chi_1), J_0 \bar{\Pi}_0(j_1 = l_1 + s_1) J_1 \bar{\Pi}_1(j_2 = l_2 + s_2) J_2 \bar{\Pi}_2(L_2 + \delta_2^2 L_2') J_3 \bar{\Pi}_3; \quad (2)$$

В этой реакции анализируются распределения квантов либо чистой мультипольности L_2 ($\delta_2^2 = 0$) $\pi_1, \pi_2, \pi_3, \pi_4, \pi_1, \pi_2, \pi_3, \pi_4$ либо смешанной ($\delta_2^2 \neq 0, L_2 \neq L_2'$). Промежуточная испущенная частица χ не регистрируется..

$$(a, b \chi_1 \chi_2), J_0 \bar{\Pi}_0(j_1 = l_1 + s_1) J_1 \bar{\Pi}_1(j_2 = l_2 + s_2) (L_2 + \delta_2^2 L_2') J_2 \bar{\Pi}_2(L_2 + \delta_2^2 L_2') J_3 \bar{\Pi}_3; \quad (3)$$

- угловые и энергетические распределения продуктов χ_2 -квантов второго каскада чистой или смешанной мультипольности. Испущенная частица и первичные χ_1 -кванты не наблюдаются.

$$(a, \chi_1), J_0 \bar{\Pi}_0(j_1 = l_1 + s_1) J_1 \bar{\Pi}_1(L_2 + \delta_2^2 L_2') J_2 \bar{\Pi}_2; \quad (4)$$

Угловые и энергетические распределения χ_1 -квантов при радиационном захвате частицы.

$$(a, \chi_1 \chi_2), J_0 \bar{\Pi}_0(j_1 = l_1 + s_1) J_1 \bar{\Pi}_1(L_2 + \delta_2^2 L_2') J_2 \bar{\Pi}_2(L_2 + \delta_2^2 L_2') J_3 \bar{\Pi}_3; \quad (5)$$

распределение χ_2 -квантов второго каскада чистой или смешанной мультипольности при радиационном захвате частицы. Первичные χ_1 -кванты не регистрируются.

В программе предусмотрена возможность учета до девяти конкурирующих каналов распада (каналы различаются типом излучения: $n, p, \alpha, \beta, \gamma$ - кванты). Распад составного ядра может проходить как на дискретные состояния, так и в область статистически распределенных неразрешенных уровней. Полное число учитываемых во всех каналах дискретных состояний не должно превышать 1000.

Коррекция на флуктуации ширины уровней осуществляется в рамках формализма Мольдауэра/З/. Необходимые для расчетов коэффициентов проницаемости параметры оптических потенциалов могут вводиться либо автоматически согласно версиям глобаль-

ных оптических потенциалов, либо задаваться входными данными. Максимальное значение орбитального момента частицы в каждом канале $l_{\text{max}} \leq 30$, спины начального и конечного состояний ядер могут принимать целые и полуцелые значения.

Реализованные в программе довольно общие алгоритмы расчета, а также характер задания свободных параметров модели, позволяют не только учесть все возможные типы расчетов указанных реакций, но также легко адаптировать программу для описания практически любой экспериментальной ситуации.

2. Алгоритмы расчета.

Более подробно будем рассматривать структуру формул расчета угловых распределений продуктов ядерных реакций. Алгоритмы для расчета энергетических распределений проще по структуре и могут быть легко получены путем интегрирования по углам выражений для расчета дифференциальных угловых распределений.

Согласно статистической модели вероятность процесса пропорциональна вероятности образования составного ядра и вероятности его распада по одному из возможных открытых каналов. Вероятности таких переходов зависят как от природы и квантовых характеристик участвующей в реакции частицы, так и от начального и конечного состояний ядра. Вероятность испускания регистрируемой частицы со спином S , орбитальным моментом l и полным спином $j = l + S$ с переходом ядра из состояния J_i в состояние J_f пропорциональна величине $|a|$:

$$W_k(l, j, J_f) = (-1)^{J_i - J_f - l} \sqrt{2J_i + 1} (2l + 1) (2j + 1) \langle l_0 l_0 | k_0 \rangle \times W(J_i, J_f; j, j; k, l) W(j, l, l; k, l); \quad (6)$$

Коэффициенты Класа-Гордана $\langle l_0 l_0 | k_0 \rangle$ не равны нулю только в том случае, если l четно. Определения и свойства этих коэффициентов, а также коэффициентов Ракса $W(abcd; ef)$ можно найти в работе [6].

Если в процессе реакции возбуждено ядро в качестве испускаемой частицы регистрируется γ -излучение частотой ν или смещенной мультиплицированности (L, L') с коэффициентом смещения.

$$W = \langle J_f, M_f | J_i, M_i \rangle / \langle J_f, M_f | J_i, M_i \rangle$$

тогда такой процесс пропорционален величине

$$A_K^{\delta} (L, L', J_1, J_2) = (-1)^{J_2 - K} \sqrt{2J_2 + 1} [D_K(L, L', J_1, J_2) + 2\delta D_K(L, L', J_1, J_2) + \delta^2 D_K(L, L', J_1, J_2)] / (1 + \delta^2); \quad (7)$$

$$D_K(L, L', J_1, J_2) = \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} \langle L, L', -1 | K, 0 \rangle W(L, L', J_1, J_2, K); \quad (8)$$

Коэффициент δ , учитывающий примесь перехода противоположной мультипольности с $L' = L \pm 1$, обычно выбирается путем сопоставления теоретических угловых распределений δ -квантов с экспериментальными данными.

Если при переходе ядра из состояния J_1 в J_2 происходит одно или несколько нерегистрируемых излучений мультипольности (L, L') , тогда такой процесс пропорционален величине:

$$U_K^{\delta} (L, L', J_1, J_2) = \sqrt{(2J_1+1)(2J_2+1)} (-1)^{J_2 + J_1} [(-1)^L W(J_1, J_1, J_2, J_2, K, L) + \delta^2 (-1)^{L'} W(J_1, J_1, J_2, J_2, K, L')] / (1 + \delta^2); \quad (9)$$

которая не зависит от природы ненаблюдаемого излучения.

Введенные выше функции (6), (7), (9) нормированы таким образом, что при $K = 0$

$$B_0 = A_0^{\delta} = U_0^{\delta} = 1; \quad (10)$$

Рассмотрим более подробно дифференциальное сечение рассеяния продуктов реакции (a, b) в зависимости от угла θ вылета частицы b по отношению к направлению первоначального пучка с возбуждением дискретного состояния (J_2, T_2) ядра-остатка:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta, E_1, J_1, T_1) &= \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \sum_{\substack{J_1, J_2 \\ K, J_1}} g_0 D_K(L_1, J_1, J_0, J_1) D_K(L_2, J_2, J_2, J_2) P_K(\cos \theta) T_2, \\ &\equiv \sum_K a_K P_K(\cos \theta); \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь P_K - полиномы Лежандра, $K_0 = \sqrt{\frac{2J_0+1}{2J_1+1}} E^{J_0+1/2}$ - волновой вектор рассеиваемой частицы, статистический фактор g_0 определяется соотношением

$$g_0 = (2J_1 + 1) / (2J_2 + 1)(2J_0 + 1)$$

Максимальное значение K ограничено условием векторного сложения

$$0 \leq K \leq \min(2L_1, 2J_1, 2L_2, 2J_2, 2J_0)$$

$$T_{\alpha} = T_{\alpha,ij}(E) T_{\alpha,ji}(E) S_{\alpha\alpha} / D_{\alpha}; \quad (12)$$

$$D_{\alpha} = \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \left(\sum_{i,j} T_{ij} + \sum_{i,j} \int_{\epsilon_{i,j}}^{\epsilon_{i,j}^{\max}} T_{ij} \rho(\epsilon_{i,j} - \epsilon, \tau_i) d\epsilon \right); \quad (13)$$

В (12) $T_{\alpha j}$ — коэффициенты проницаемости, рассчитываемые по оптической модели согласно соотношениям

$$T_{\alpha j} = 1 - |S_{\alpha j}|^2;$$

$S_{\alpha j}$ — матрица рассеяния. В (13) суммирование по ϵ учитывает все каналы распада составного ядра с возбуждением как области разрешенных уровней с известными характеристиками, так и области неразрешенных уровней, начинающихся с энергии E_{α} вплоть до $E_{\alpha}^{\max} = E_{\alpha}^{\text{с.н.}} + Q_{\alpha}$, $S_{\alpha\alpha}$ — поправка на флуктуацию ширины уровней (см. ниже), $\rho(\epsilon, \tau_i)$ — плотность уровней ядра со спином τ_i при энергии E (см. ниже).

Суммирование по $\epsilon, \epsilon_{i,j}$ проводится в (II) вплоть до значений, определяемых E_{α}^{\max} , при которых вклад соответствующих коэффициентов проницаемости $T_{\alpha j}$ очень мал. В целом интервалы суммирования определены условиями (для рассеиваемой частоты)

$$0 \leq \epsilon \leq E_{\alpha}^{\max}, \quad |\epsilon - \epsilon_{i,j}| \leq \epsilon_{i,j}, \quad |\epsilon - \tau_i| \leq \tau_i + \epsilon_{i,j}$$

$$\tau_i^{\min} \leq \min(|\epsilon - \tau_i|) \leq \tau_i^{\max} \leq \max(\tau_i + \epsilon_{i,j}^{\max} + \epsilon_{i,j}) = \tau_i^{\max}; \quad (14)$$

Аналогичны по структуре ограничения на суммирование по вылетающей частоте, что приводит к следующему диапазону значений спинов составного ядра:

$$\max(\tau_{i,j}^{\min}, \tau_{i,j}^{\max}) \leq \tau_i \leq \min(\tau_{i,j}^{\max}, \tau_{i,j}^{\min})$$

В случае, когда распад составного ядра происходит в области неразрешенных уровней, лежащих при энергии E_{α} , угловые распределения продуктов реакции (α, β) будут определяться формулой:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\tau_1, \tau_2} g_{\tau_1} g_{\tau_2} \mathcal{B}_{\alpha}(\epsilon, j_1, \tau_1) \sum_{\tau_3} \mathcal{B}_{\alpha}(\epsilon, j_2, \tau_2) \times$$

$$\times T_{\alpha,ij}(E) T_{\alpha,ji}(E) \rho(E - \alpha, \tau_i) R(\epsilon, \theta, \varphi) S_{\alpha\alpha} / D_{\alpha}; \quad (15)$$

Для того, чтобы получить формулы, описывающие только энергетическую зависимость выхода частиц, достаточно (II) и (15) проинтегрировать по всем углам. Вклад в сечения дадут только члены с $K = 0$ (см. (10)), тогда для интегрального сечения процесса имеем:

$$\sigma(E, E_1) = \sum_{i, j, k, l} \tilde{g}_0 T_{ij}(E) T_{kl}(E_1) S_{ab} / D_{21}; \quad \tilde{g}_0 = g / 4\pi b; \quad (16)$$

$$\sigma(E, E_1) = \sum_{i, j, k, l} \tilde{g}_0 T_{ij}(E) \sum_{\alpha, \beta} T_{\alpha\beta}(E_1) \rho(E, \alpha, \beta, \pi_1) S_{ab} / D_{21};$$

После того как мы определили основные характеристики процессов возбуждения и распада ядра и продемонстрировали структуру формул реакции (а, б) в рамках статистической модели, легко получить формулы для остальных реакции (2+5). Приводим их в окончательном виде.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1} (E, L_1, l_1', j_1, \pi_1, \pi_2) = \sum_{i, j, k, l} \tilde{g}_0 V_{\alpha}(E, i, j, j, \pi) \times \sum_{\alpha, \beta} U_{\alpha\beta}^{L_1}(j_1, j_1', j_1, \pi_1) A_{\alpha\beta}^{L_1}(L_1, l_1', j_1, \pi_1) T_{\beta}^{L_1} P_{\alpha}(\cos \theta_{\beta}); \quad (17)$$

$$T_{\beta}^{L_1} = T_{ij}(E) \cdot T_{kl}(E_1) S_{ab} / D_{21}; \quad D_{21} = D_{21} + T_{\gamma}; \quad (18)$$

Здесь $T_{ij}^{L_1}$ описывают испускание γ -квантов, приводящих к переходу ядра на состояния, лежащие ниже энергии отделения частицы. T_{γ} соответствует испусканию γ -квантов с переходом ядра на любое разрешенное состояние:

$$T_{\gamma}^{L_1} = C_0 \int_0^{E_0 + E_1} E_{\gamma}^{L_1} f_{\gamma}(E_{\gamma}) P_{\alpha}(E_0 + E_1 - E_{\gamma}) dE_{\gamma};$$

$$T_{\gamma} = C_0 \int_0^{E_0 + E_1} E_{\gamma}^{L_1} f_{\gamma}(E_{\gamma}) P_{\alpha}(E_0 + E_1 - E_{\gamma}) dE_{\gamma};$$

Более подробно расчет коэффициентов T_{γ} рассмотрен ниже.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1} (E, L_1, l_1', j_1, \pi_1, \pi_2) = \sum_{i, j, k, l} \tilde{g}_0 V_{\alpha}(E, i, j, j, \pi) \sum_{\alpha, \beta} U_{\alpha\beta}^{L_1}(j_1, j_1', j_1, \pi_1) \times U_{\alpha\beta}^{L_1}(L_1, l_1', j_1, \pi_1) A_{\alpha\beta}^{L_1}(L_1, l_1', j_1, \pi_1) T_{\beta}^{L_1} P_{\alpha}(\cos \theta_{\beta}); \quad (19)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1} (E, E_1, \pi_1, \pi_2, L_1, l_1') = \sum_{i, j, k, l} \tilde{g}_0 V_{\alpha}(E, i, j, j, \pi) \times A_{\alpha\beta}^{L_1}(L_1, l_1', j_1, \pi_1) T_{\beta}^{L_1} P_{\alpha}(\cos \theta_{\beta}); \quad (20)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1} (E, E_1, \pi_1, \pi_2, \pi_3, L_1, l_1') = \sum_{i, j, k, l} \tilde{g}_0 V_{\alpha}(E, i, j, j, \pi) \times \sum_{\alpha, \beta} U_{\alpha\beta}^{L_1}(L_1, l_1', j_1, \pi_1) A_{\alpha\beta}^{L_1}(L_1, l_1', j_1, \pi_1) T_{\beta}^{L_1} P_{\alpha}(\cos \theta_{\beta}); \quad (21)$$

Энергетические и угловые распределения продуктов реакции, соответствующих другим экспериментальным ситуациям, легко получить путем суммирования и интегрирования соотношений (11), (17), (19), (20), (21) по необходимым переменным, как это было сделано ранее

в (15) и (16). Соответствующие конечные формулы мы здесь приводить не будем.

Полученные выше алгоритмы расчета являются довольно общими и применимыми для описания реакций с самыми разными частицами и γ -квантами различной мультипольности. Именно такой общий подход лежит в основе написанной программы. Это даст возможность в дальнейшем легко модернизировать её, что позволит осуществлять расчет различных реакций.

3. Плотность уровней.

Для описания области спектра ядра, в которой находится много уровней, параметры которых трудно определить из эксперимента, вводят понятие плотности уровней [7]. В данной работе плотность уровней представляется в виде произведения двух множителей

$$\rho(\epsilon, j) = \rho(\epsilon) \cdot f(j); \quad \rho(\epsilon, j, \pi) = \pm \rho(\epsilon, j);$$

где спиновая зависимость плотности уровней определяется в виде

$$f(j) = (2j+1) \exp(-j(j+1)/2\sigma^2) / 2\sigma^2; \quad (22)$$

Во многих работах используется понятие наблюдаемой плотности уровней

$$\rho(\epsilon) = \sum_j \rho(\epsilon, j);$$

и полной плотности уровней ядра при энергии ϵ

$$\omega(\epsilon) = \sum_j (2j+1) \rho(\epsilon, j);$$

причем, между ними существует простая связь:

$$\rho(\epsilon) = \frac{\omega(\epsilon)}{\sqrt{\pi} \sigma}; \quad (23)$$

Для наших расчетов необходимо знать наблюдаемую плотность уровней $\rho(\epsilon)$. Расчет $\rho(\epsilon)$ в программе реализован четырьмя способами.

1. Приближение постоянной ядерной температуры считается справедливым в области низких энергий возбуждения ядра:

$$\rho(\epsilon) \approx \rho_T(\epsilon) = \exp((\epsilon - \epsilon_0)/T) / T; \quad (24)$$

или

$$\rho_T(\epsilon) \approx \phi \cdot \phi_{165A} \cdot \exp((\epsilon - \epsilon_0) \cdot 0.0165A) \quad (25)$$

здесь A - массовое число ядра, ϵ_0 - свободный внешний параметр, T - ядерная температура (T задается в мэВ).

2. Приближение ферми-газа в модели невзаимодействующих частиц:

$$\rho(\epsilon) \approx \rho_F(\epsilon) = \frac{\exp(1.4\sqrt{a\epsilon})}{12\sqrt{2} \sigma a^{1/4} \epsilon^{3/4}}; \quad (26)$$

$$u = E - \Delta; \quad \Delta = p(z) + p(N);$$

В этих соотношениях $p(z), p(N)$ — коррекция на энергию спаривания для нечетных z и N , $p(z)=0$ для четного z , $p(N)=0$ для четного N .

Значения $p(z)$ и $p(N)$ для большинства ядер приведены в работе /7/.

3. Плотность уровней в модели ферми-газа со сдвигом:

$$p(E) = \frac{\exp(\alpha \sqrt{au})}{12 \sqrt{2} \sigma a^{3/4} (u+t)^{3/4}}; \quad (27)$$

$$u = at^2 - t;$$

4. Комбинированная плотность уровней Гильберта-Камерона /7/:

$$p(E) = \begin{cases} p_T(E), & E \leq E_x; \\ p_F(E), & E > E_x; \end{cases} \quad (28)$$

где точка сшивания E_x определяется условием:

$$E_x = 2.5 + 150/A + \Delta,$$

причем в точке сшивания E_x должно удовлетворяться соотношение:

$$p_T(E_x) = p_F(E_x) = \frac{1}{T} \exp((E_x - E_0)/T);$$

что позволяет определить свободный параметр E_0 из соотношения:

$$E_0 = E_x - T \ln(T \cdot p_F(u_x));$$

Ядерная температура T определяется по формуле:

$$\frac{1}{T} = \sqrt{\frac{a}{u_x}} - \frac{3}{2u_x}; \quad u_x = E_x - \Delta;$$

Во всех приведенных выше формулах параметр обрезания по спине σ в программе может быть задан либо во входных данных, либо рассчитывается по одной из формул:

$$\sigma^2 = \begin{cases} 0.0688 \sqrt{au} A^{2/3}; \\ 0.4 m_0 R^2 A^{2/3} \sqrt{u/a}; \end{cases}$$

m_0 — масса нуклона, R — радиус ядра.

Значение параметра плотности уровней a в программе задается также тремя способами:

1) a задается во входных данных как параметр, значение которого выбирается из лучшего согласия рассчитанных распределений с опытными данными.

2) a выбирается с учетом группировки вырожденных одночастичных состояний с коррекцией на оболочечные эффекты согласно работе /7/:

II

$$a = \begin{cases} A(0.009175 + 0.142), & \text{для сферических ядер} \\ A(0.009175 + 0.120), & \text{для деформированных ядер} \end{cases} \quad (22)$$

$\Phi = \Phi(z) + \Phi(\rho)$ - учитывает коррекцию на оболочечные эффекты, значения $\Phi(z)$, $\Phi(\rho)$ берутся из таблиц работы /7/. Область деформированных ядер в программе задается диапазоном:

$$54 \leq Z \leq 78, \quad 86 \leq N \leq 122$$

$$86 \leq Z \leq 112, \quad 130 \leq N \leq 182$$

3. Q Выбирается с учетом группировки вырожденных отдельных состояний в оболочке по формуле из работы /8/:

$$Q = A^{3/2} (\bar{J}_p + \bar{J}_n + 2) \left\{ \alpha - \beta \sin \left[\frac{E_0}{(1 + \gamma \frac{A - A_0}{2})} \right] \times \right. \\ \left. \times \cos \left[\frac{E_0}{(1 - \gamma \frac{A - A_0}{2})} (N - Z) \right] \right\} \quad (31)$$

$$\alpha = 0.026, \quad \gamma = \begin{cases} 0.00687, & A \geq A_0; \\ 0, & A < A_0; \end{cases} \quad A_0 = 60$$

$$\beta = 0.025, \quad \gamma = \begin{cases} 0.00687, & A \geq A_0; \\ 0, & A < A_0; \end{cases}$$

\bar{J}_p, \bar{J}_n - средние значения полного момента протонных и нейтронных состояний вблизи поверхности ферми в интервале энергий порядка ядерной температуры.

4. Радиационные ширины

Согласно оценки Вайскопфа /9/ полную радиационную ширину для электрического дипольного перехода с уровня (E_a, J^{π}) на все нижележащие разрешенные переходы можно записать в виде:

$$\Gamma_{\gamma}(E_a, J^{\pi}) = \frac{2}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{R}{\hbar c} \right)^2 \frac{1}{D_0} \rho(E_a, J^{\pi}) \sum_{J^{\pi}'} \int_0^{E_a} \epsilon^2 \rho(E_a - \epsilon, J^{\pi}') d\epsilon; \quad (31)$$

Здесь D_0 - нормировочный коэффициент, который можно трактовать как эффективное расстояние, между которыми возможны переходы рассматриваемой мультипольности. Учитывая, что для дипольного электрического излучения векторный характер излучения разрешает переходы между состояниями противоположной четности с изменением спина ядра на 0 и 1 единицу, а также пренебрегая зависимостью от спина в экспоненте плотности уровней, получим для (31)

$$\Gamma_{\gamma}(E_a, J^{\pi}) = c_1 \int_0^{E_a} \epsilon^2 \omega(E_a - \epsilon) d\epsilon; \quad (32)$$

$$C_1 = 3 \cdot \frac{2\pi}{3} \left(\frac{eL}{hc} \right) \left(\frac{R}{hc} \right)^2 / (D \cdot \rho(E_a));$$

Сравнение расчетов с опытными данными [10] показало, что для D_0 необходимо брать

$$D_0 = \begin{cases} 230, & A > 40 \\ 400, & A \leq 40 \end{cases} \quad (33)$$

Из этих данных можно получить соотношения для описания ширины линий серии мультипольности $E2, E3, E4$:

$$\begin{aligned} \Gamma_{E2}^{EL}(E_a) &= C_1 \cdot 0.8218 \cdot 10^{-6} R^2 \int_0^{E_a} E^5 \omega(E_a - E) dE; \\ \Gamma_{E3}^{EL}(E_a) &= C_1 \cdot 0.3722 \cdot 10^{-12} R^4 \int_0^{E_a} E^7 \omega(E_a - E) dE; \\ \Gamma_{E4}^{EL}(E_a) &= C_1 \cdot 0.1045 \cdot 10^{-18} R^6 \int_0^{E_a} E^9 \omega(E_a - E) dE; \end{aligned} \quad (34)$$

где ω — простое отношение, связывающее радиальные функции излучения электрической и магнитной мультипольности [10]

$$\Gamma_{\gamma}^{ML}(E_a) = 0.4411 R^{-2} \Gamma_{\gamma}^{EL}(E_a); \quad (35)$$

Во всех формулах $R \cong 1.4 A^{1/3}$ ф.м., а коэффициенты проницаемости $\Gamma_{\gamma}^{ML}(E_a)$ связаны с ширинами $\Gamma_{\gamma}^{ML}(E_a)$ соотношением

$$\Gamma_{\gamma}^{ML}(E_a) = 2\pi \omega(E_a) \Gamma_{\gamma}^{ML}(E_a); \quad (36)$$

Из соотношений (32 + 35) легко увидеть, что основной вклад в процессы, связанные с излучением, будут давать переходы $E1, M1, E2$, для которых имеем:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma}^{E1}(E_a) &= \frac{5.592 A^{2/3}}{D_0} \int_0^{E_a} E^2 \omega(E_a - E) dE; \\ \Gamma_{\gamma}^{M1}(E_a) &= \frac{1.2623}{D_0} \int_0^{E_a} E^3 \omega(E_a - E) dE; \\ \Gamma_{\gamma}^{E2}(E_a) &= \frac{9.009 \cdot 10^{-8} A^{1/3}}{D_0} \int_0^{E_a} E^5 \omega(E_a - E) dE; \end{aligned} \quad (37)$$

В выражении интегрирования в (37) осуществляется методом Ланжевэн от 0 до $E_a = E_c + Q$; Q — порог реакции,

$E_{\text{с.м.}}^{\text{с.м.}}$ - энергия рассеиваемой частицы в системе центра масс.

5. Учет эффектов флуктуации ширин уровней.

Согласно статистическому подходу параметр S_{ab} коррекции сечения на флуктуацию ширин уровней определяется соотношением

$$S_{ab} = \frac{\langle \frac{T_{i,j} T_{i,j}}{\sum_i T_{i,j}} \rangle}{\frac{\langle T_{i,j} \rangle \langle T_{i,j} \rangle}{\langle \sum_i T_{i,j} \rangle}} \quad (38)$$

$$= \int \frac{(1+2\delta_{ab})}{t_1 t_2 \prod_i (t_i)^2} dW ;$$

$$dS_{ab}^0 = \int \frac{(1+2\delta_{ab}) \exp(-W \frac{T_{i,j}}{\sum_i T_{i,j}})}{t_1 t_2 \prod_i (t_i)^{3/2}} ;$$

$$t_j = 1 + 2W \frac{T_{i,j}}{\sum_i T_{i,j}} \quad (39)$$

$\prod_i T_{i,j}$ - определяется также как (13).

Знак произведения Π охватывает все конкурирующие каналы, включая входной и выходной. Соотношения (38) и (39) получены в предположении распределения ширин по закону Портера-Томаса. Из формул легко видеть, что эффект флуктуации ширин не зависит от угла и всегда имеет тенденцию к уменьшению сечения при несовпадении входного и выходного каналов и к увеличению сечения по абсолютной величине при упругом рассеянии.

Путем замены переменной интегрирования W на $\varphi = (1+W)^{-1}$, S_{ab} сводится к вычислению интеграла типа

$$S_{ab} = \int \varphi^2 (1+2\delta_{ab}) \left[1 + \frac{2(1-\varphi)}{\varphi} \frac{T_{i,j}}{\sum_i T_{i,j}} \right]^{-2} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{2(1-\varphi)}{\varphi} \frac{T_{i,j}}{\sum_i T_{i,j}} \right]^{-1} \prod_i \left[1 + \frac{2(1-\varphi)}{\varphi} \frac{T_{i,j}}{\sum_i T_{i,j}} \right]^{-1/2} ;$$

который вычисляется с использованием квадратурной формулы Гаусса.

6. Выбор параметров оптической модели.

При расчете коэффициентов проницаемости T_{ej} в программе предусмотрено использование разных вариантов форм и параметров оптического потенциала, который может быть выбран в виде:

$$V_{ej}(r) = V_c - V_a f_a(r) + V_b (\vec{r} \cdot \vec{z}) \mp \frac{d}{dr} f_b(r) - i [V_c f_a(r) + V_d g_d(r) - V_b (\vec{r} \cdot \vec{z}) \mp \frac{d}{dr} f_b(r)]; \quad (40)$$

где введены следующие определения формфакторов

$$f_a(r) = (1 + \exp((r - R_i)/a_i))^{-1}; \quad (41)$$

$$g_d(r) = \begin{cases} 4 a_d \frac{d}{dr} f_a(r), & (42) \\ \exp(-(\frac{r - R_i}{a_d})^2); & (43) \end{cases}$$

Потенциал кулоновского взаимодействия V_c аппроксимируется потенциалом равномерно заряженной сферы. Оптический потенциал (40) в общем случае может зависеть от 15 свободных параметров. Однако, при энергиях менее 100 мэв минимальная часть спин-орбитального взаимодействия обычно не учитывается ($V_b = 0$).

Характер выбора параметров оптической модели по входным данным программы определяется одним числом K_F , что позволяет реализовать следующие возможности.

$K_F = 1$; параметры Π являются входными данными, причем R_i задано, если $a_d < 0$, то выбирается (43), если $a_d > 0$ тогда (42).

$|K_F| = 2$; параметры Π также вводятся, однако вводятся Γ_i

$$R_i = \Gamma_i \cdot A_T^{1/2}, \quad K_F = 2$$

$$R_i = \Gamma_i (A_T^{1/2} + A_P^{1/2}), \quad K_F = -2$$

где A_T, A_P - массовые числа ддра-мишени и рассеиваемой частицы, соответственно.

$KF = 3$; предусматривается возможность описания простейшей зависимости Π от энергии с использованием соотношений

$$W_k = W_k^0 + \alpha E, \quad W_v = W_v^0 + \beta E, \quad W_d = W_d^0 + \gamma E; \quad (44)$$

E - энергия рассеиваемой частицы в лабораторной системе координат $W_k, W_v, W_d, \alpha, \beta, \gamma$ вместе с геометрическими параметрами вводятся.

В программе также предусмотрена возможность выбора параметров оптической модели согласно различным версиям глобальных оптических потенциалов. Реализация различных путей расчета показана в таблице.

KF	Рассеиваемая частица	Область (мэв)	Область A	Авторы	ссылки
4	n	≤ 10	> 40	Wilmore-Kady.	/11/
5	n	15+24	> 40	Beschetti-Gr.	/12/
6	p	≤ 20	40 +100	Perey	/15/
7	p	10+50	A > 40	Beschetti-Gr.	/12/
8	p	30+60	> 40	Menet et al.	/14/
9	d	8+13	> 40	Lohr et al.	/17/
10	d	12+25	> 40	Perey-Perey	/16/
11	$He^{3,4}$	< 40	> 40	Beschetti-Gr.	/17/
12	H^2	< 40	> 40	Perey-Perey	/17/

7. Структура программы.

Общий объем программы порядка 60 К слов и состоит она из нескольких подпрограмм, написанных на языке Fortran -IV. Организация работы программы осуществлена таким образом, что она может работать как на ЭМ БЭСМ-6, так и на ЭМ типа ЕС-1030 (в последнем случае некоторые блоки программы должны работать с удвоенной точностью). Обращение к внешним устройствам унифицировано и осуществляется одной подпрограммой. Эффективность работы всей программы существенно зависит от возможности использования пакета дисков, а также работы в многофазовом режиме, когда в оперативную память ЭМ вызываются только необходимые для расчета на определенном этапе подпрограммы. Остановимся коротко на описании работы отдельных подпрограмм.

- Hauser** - ведущая программа, осуществляет ввод и вывод данных, определяет границы индексов суммирования, формирует необходимый путь расчета;
- Optic** - подпрограмма расчета коэффициентов проницаемости T_{ej} ;
- Angara** - подпрограмма расчета коэффициентов τ (I2), (I8) с учетом коррекции на флуктуацию уровней;
- Difpol** - подпрограмма расчета сечений и поляризации в упругом рассеянии частиц;
- Lily** - расчет угловых распределений продуктов реакции согласно формулам (II), (I7), (I9), (20), (21);
- Troint** - расчет интегралов по области перекрывающихся уровней;
- Tigr** - расчет различных вариантов радиационных ширин;
- Dens** - подпрограмма расчета плотности уровней ядра;
- gma** } - подпрограммы записи на внешние устройства (дискеты, ленты,
Tma } барабаны) и чтения с них;
- Landr** - расчет полиномов Лежандра;
- Con** - расчет кулоновских функций;
- Wign** - расчет коэффициентов Вигнера;
- Clevsh** - расчет коэффициентов Клебша-Гордана.

Интература

1. E. Vogt; The statistical theory of nuclear reactions,
Adv. in Nucl. Phys. 1(1968), 261.
2. E. Sheldon, B.M. Van Patter; Rev. Mod. Phys. 38(1966), 142.
3. F.A. Haldner; Rev. Mod. Phys. 36(1964), 1079.
4. W. Kerner, H. Feinbach; Phys. Rev. 87(1952), 366.
5. E. Sheldon, T.C. Rogers; Comp. Phys. Comm. 6(1973), 59.
6. Д.А. Варнакович, А.Н. Мокеев, В.К. Харсонский;
Квантовая теория углового момента, М., "Наука", 1975 г.
7. A. Gilbert, A.S.V. Cameron; Can. J. Phys. 43(1965), 1446.
8. В.С. Ставинский, Д.Н. Лубин; Препринт 68М-191, 1966 г.
9. Д. Блетт, В. Вайскопф; Теоретическая ядерная физика, М., 1964 г.
10. J.W. Truran, G.J. Mathews, A.S.V. Cameron, A. Gilbert;
Can. J. Phys. 44(1966), 151.
11. D. Wilmore, F.S. Hodgson; Nucl. Phys. 55(1964), 673.
12. F.D. Boschetti, G.W. Grodalson; Phys. Rev. 182(1966), 1190.
13. F.G. Percy, A. Buck; Nucl. Phys. 32(1962), 353.
14. J.J.N. Mennet, E.H. Cross, J.J. Malinfty, A. Bucker;
Phys. Rev. 64(1971), 1114.
15. F.G. Percy; Phys. Rev. 131(1963), 745.
16. G.M. Percy, F.G. Percy; Phys. Rev. 132(1963), 755.
17. G.M. Percy, F.G. Percy; Atom. Data and Nucl. Data
Tables 13(1974), 293.



434-868 Т-12979 от 8/УИ-1978 г. Объем 0,8 уч.-изд.л. Тираж 76 экз.

Индекс 3624 Цена 8 коп. Заказ № 127.

Отпечатано на ротепринтере ФЭИ, январь 1979 г.

8 коп.

Индекс 3624