

СЗ43(04)

С - 781



Учебно-
методические
пособия
Учебно-научного
центра ОИЯИ
Дубна

УНЦ-2002-17

Н. В. Антоненко, С. П. Иванова, А. С. Зубов,
О. В. Фотина

**СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД
К АНАЛИЗУ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ GROGIF**

2002

Учебно-научный центр ОИЯИ

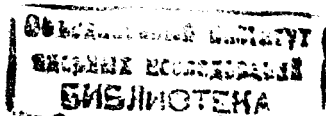
C 343(04)
C-781

Н. В. Антоненко, С. П. Иванова, А. С. Зубов,
О. В. Фотина

745005

**СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД
К АНАЛИЗУ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ
GROGIF**

Учебно-методическое пособие



Дубна 2002

Программа GROGIF написана на основе статистической теории ядерных реакций. С ее помощью можно получить вероятности распадов возбужденного ядра в каждый из возможных выходных каналов, распределения по энергии и угловому моменту продуктов распада, а также рассчитать время жизни составного ядра и среднюю длительность реакции.

Ядерную реакцию можно описать как двухшаговый процесс. На первом шаге налетающее ядро должно преодолеть кулоновский барьер (кулоновское отталкивание между налетающим ядром и ядром-мишенью). Ядра приходят в состояние тесного контакта, начинают действовать ядерные силы, и в результате образуется двойная ядерная система, которая эволюционирует в составное ядро. Полученное составное ядро находится в возбужденном состоянии.

На втором шаге реакции возбуждение составного ядра снимается главным образом за счет испарения нейтронов, протонов, альфа-частиц и эмиссии гамма-квантов, пока наконец составное ядро не подойдет к своему основному состоянию (либо очень близко к нему). Полученное в конечном итоге ядро носит название *испарительного остатка*.

Часто в тяжелых ядрах испарительный остаток образуется путем испарения нейтронов (одного или нескольких – в зависимости от начальной энергии возбуждения), поскольку эмиссия заряженных частиц (α , p) при не очень больших энергиях возбуждения может быть подавлена высоким кулоновским барьером составного ядра. Еще одним возможным каналом распада тяжелого возбужденного составного ядра является деление. Обычно конкуренция нейтронного и делительного каналов определяет время жизни испарительного осадка.

Схема работы программы GROGIF представлена на рис. 1.

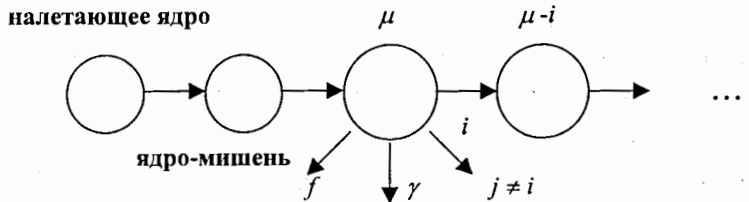


Рис. 1

Последовательность испаряемых частиц задается в виде входной информации. Начальные распределения составного ядра по энергии возбуждения E и угловому моменту J определяются в рамках оптической модели. Основные положения и формулы для расчета характеристик реакций, протекающих через стадию образования составного ядра, приведены в [1-5]. В настоящем пособии мы лишь кратко опишем схему расчетов, на основе которой работает программа GROGIF, и дадим инструкцию по использованию этой программы.

Антоненко Н. В., Иванова С. П., Zubov A. S., Фотина О. В.
 А72 Статистический подход к анализу ядерных реакций с помощью программы GROGIF: Учеб.-метод. пособие. — Дубна: ОИЯИ, 2002. — 20 с.

В предлагаемом пособии рассматривается статистический подход к анализу ядерных реакций. Приведено описание статистической программы GROGIF, с помощью которой можно исследовать конкуренцию между каналами испарения частиц из составного ядра и деления.

Antonenko N. V., Ivanova S. P., Zubov A. S., Fotina O. V.
 Statistical Approach to Analysis of Nuclear Reactions with Code GROGIF: Handbook. — Dubna: JINR, 2002. — 20 p.

Statistical approach to the analysis of nuclear reactions is considered. The statistical code GROGIF, which can be used for the analysis of competition between different evaporation channels and fission of compound nucleus, is presented and described.

Распад составного ядра

Рассмотрим распад составного ядра μ в один из i -каналов (где i – нейтрон, протон или α -частица). Как уже отмечалось выше, при распаде составного ядра идет конкуренция между испарением частиц, γ -эмиссией и делением.

Вероятность испарения частицы i из составного ядра μ с энергией возбуждения E задается выражением

$$R_{\mu i}(E, J) = \sum_J \int_0^{E-B_{\mu}-\delta} d\varepsilon \rho_i(E-B_{\mu}-\varepsilon, J') \sum_{s=|J'-s|}^{J'+s} \sum_{l=|J-s|}^{J+s} T_{il}(\varepsilon),$$

где ε , l , s – энергия, орбитальный момент и спин испаряющейся частицы соответственно, $\rho_i(E', J')$ – плотность уровней дочернего ядра с энергией $E' = E - B_{\mu} - \varepsilon$ и угловым моментом J' , B_{μ} – энергия связи частицы i и ядра μ , $T_{il}(\varepsilon)$ – коэффициенты проницаемости, которые рассчитываются программой в рамках оптической модели, δ – феноменологическая поправка на четно-нечетные различия энергий связи ядра.

Для γ -распада вероятность вычисляется по формуле

$$R_{\mu\gamma}(E, J) = \sum_{J'=|J-L|}^{J+L} \int_0^{E-\delta} d\varepsilon_{\gamma} \xi_L \varepsilon_{\gamma}^{2L+1} \rho_i(E-\varepsilon_{\gamma}, J'),$$

где ε_{γ} – энергия γ -кванта, L – мультипольность излучения. Приведенная силовая функция ξ_L , в общем случае зависящая от ε_{γ} , заменяется в данных расчетах константой, с помощью которой рассчитанную радиационную ширину нормируют к ее эмпирическому значению при $\varepsilon_{\gamma} \approx B_{\mu}$. Оценки показывают, что $\xi_1 \approx 4 \cdot 10^{-9} A^{2/3} \text{ МэВ}^{-3}$ и $\xi_2 \approx 2 \cdot 10^{-14} A^{4/3} \text{ МэВ}^{-5}$.

Как правило, подавляющее большинство γ -квантов испускается в процессе девозбуждения ядра, когда E становится меньше или порядка энергии связи нейтрона $B_{\mu n}$ или барьера деления B_f . Если $E > E_{rot}$, то испускаются преимущественно дипольные γ -кванты с $L=1$. При $E \approx E_{rot}$ девозбуждение происходит вдоль *ирист-линии* за счет испускания квадрупольных γ -квантов с $L=2$. Использование в расчетах экспериментальных значений *ирист-уровней* (нижайших энергетических уровней при заданном угловом моменте) позволяет точно определить характеристики испущенных квадрупольных γ -квантов. Ирист-уровни могут задаваться во входном файле или рассчитываться внутри программы по феноменологическим формулам.

При испускании высокоэнергетичных γ -квантов (с энергией 10–40 МэВ) их де-Бройлевская длина волны оказывается порядка 10^{-13} см, что сравнимо с размерами ядра. В этом случае основным процессом является взаимодействие

γ -кванта с дипольным моментом ядра как целого и в спектре возникает область *гигантского дипольного резонанса (ГДР)*. В программе предусмотрена возможность учета такого процесса при задании положения ГДР $E_R \approx 82A^{-1/3}$ МэВ и его ширины $\Gamma_0 \approx 5$ МэВ. В этом случае ξ_1 является функцией ε_{γ} :

$$\xi_1(\varepsilon_{\gamma}) = 1,87 \cdot 10^{-6} \frac{Z(A-Z)}{A} \frac{\Gamma_0 \varepsilon_{\gamma}}{(\varepsilon_{\gamma}^2 - E_R^2)^2 + \varepsilon_{\gamma}^2 \Gamma_0^2}.$$

Для деления в случае одногорбого барьера

$$R_{\mu f}(E, J) = \int_0^{E-B_f-\delta} \frac{\rho_{if}(E-B_f-\varepsilon, J) d\varepsilon}{1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\omega} (B_f + \varepsilon - E)\right]},$$

где B_f – высота барьера деления, ρ_{if} – плотность уровней на барьере, величина $\hbar\omega$ характеризует кривизну барьера. Кроме того, в программе есть возможность провести такой расчет и в случае двугорбого барьера. Величина B_f есть в общем случае сумма жидкокапельной и оболочечной составляющих, которые могут быть заданы во входном файле данных или, в предположении одногорбого барьера, рассчитаны внутри программы. Величины оболочечных поправок берутся из работы [6].

Относительная вероятность распада в один из каналов i , таким образом, запишется в виде

$$G_{\mu i}(E, J) = \frac{R_{\mu i}(E, J)}{G_{\mu}},$$

где G_{μ} – полная вероятность распада родительского ядра по всем возможным каналам. Сечение распада в канал i и ширина распада Γ_i в этом канале будут пропорциональны $G_{\mu i}(E, J)$. В программе рассчитываются вероятности всех типов распада начального ядра для каждой точки (E, J) . Полученное распределение по энергии и угловому моменту дочернего ядра становится новой входной информацией для следующего шага каскада. Распределение по E и J для начального ядра определяется условиями реакции, в которой получается это ядро. Например, в реакции полного слияния при фиксированной энергии налетающего ядра распределение продуктов по E и J определяется различными прицельными параметрами столкновения. В программе производится расчет этого распределения по оптической модели (см. описание ввода данных).

Условием применимости статистической модели является тот факт, что время жизни составного ядра ($t \sim \frac{1}{G_{\mu}} \approx 10^{-14}$ с для низких и средних энергий возбуждения) значительно превышает время установления равновесия

($\tau \approx 10^{-20}$ с). Однако с увеличением энергии возбуждения составного ядра до ~200 МэВ для тяжелых ядер эти времена оказываются сопоставимыми. Тогда возможно *предэмиссионное* испускание частиц из неравновесного возбужденного ядра. В программе GROGIF предусмотрена возможность учета таких процессов. Расчет производится в рамках экситонной модели (см. [1]), начальные распределения по энергии и угловому моменту неравновесного составного ядра, а также заселенности его уровней в этом случае должны быть заданы во входном файле.

Потенциал оптической модели

При расчетах в рамках оптической модели в программе используется потенциал Вудса–Саксона

$$V = \frac{V_0}{1 + \exp(\alpha(r - R_0))} + \frac{\hbar^2}{2\mu r^2} J(J+1),$$

где μ – приведенная масса, α и R_0 – параметры (в описании программы им соответствуют величины $1/AV$ и RV). В случае заряженных частиц в потенциал добавляется еще и член, описывающий кулоновское взаимодействие:

$$V_{Coul} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_c (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}.$$

При расчете с помощью GROGIF можно использовать наборы параметров оптического потенциала, хранящиеся внутри программы, или задавать их во входном файле. Параметр r_c очень важен для корректного описания эмиссии заряженных частиц из составного ядра. В программе используются значения этого параметра, в области тяжелых ядер близкие к приведенным в работе [7]:

$$r_c = 2,173 \frac{1 + 6,103 \times 10^{-3} Z_1 Z_2}{1 + 9,443 \times 10^{-3} Z_1 Z_2} \text{ [фм]}.$$

Момент инерции ядра

При использовании GROGIF можно также учесть зависимость момента инерции составного ядра от энергии возбуждения. Можно показать, что при больших энергиях возбуждения момент инерции ядра будет равен его твердотельному значению, т.е.

$$I = I_{Rig} = \frac{2}{5} m_N r_0^2 A^{5/3},$$

здесь m_N – масса нуклона. Тогда энергетическую зависимость углового момента можно описать с помощью параметров c_1 и c_2 в виде

$$I(E) = I_{Rig} (1 - c_1 \exp(-c_2 E)).$$

Плотность уровней

Во все формулы, определяющие вероятности различных каналов распада возбужденного составного ядра, входит плотность уровней [4,5]. С помощью программы GROGIF можно рассчитывать эту величину в рамках двух разных моделей: модели ферми-газа (с поправками на зависимость от углового момента) и более сложной модели, учитывающей вклад коллективных и оболочечных эффектов, а также поправки на деформацию.

Модель ферми-газа

Наиболее просто плотность уровней можно рассчитать на основе модели ферми-газа:

$$\rho(E, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}\sigma^3 a^{1/4} (E-\delta)^{5/4}} \exp\left[2\sqrt{a(E-\delta)} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right],$$

где $\sigma^2 = 6\bar{m}^2 \sqrt{a(E-\delta)} / \pi^2$. Чтобы учесть разницу в плотности уровней ядер разной четности при одинаковой энергии возбуждения, вводится параметр δ . В программе используются значения $\delta = 2,4$ МэВ для четно-четных ядер, 1,2 МэВ – для ядер с нечетным Z или N , 0 – для нечетно-нечетных ядер, однако возможны и другие параметризации поправки четно-нечетных эффектов. Величина \bar{m}^2 – среднее значение квадрата проекции углового момента (в единицах \hbar) одночастичных состояний вблизи энергии Ферми, a – параметр плотности уровней. Эти величины связаны с массовым числом составного ядра:

$$\bar{m}^2 = \xi A^{2/3}, \quad a = A/n_a.$$

Параметры ξ и n_a вводятся во входном файле программы. Обычно $0 < \xi < 1$, а $n_a = 8 - 12$.

При расчете плотности уровней на барьере деления используют параметр плотности уровней больший, чем в основном состоянии:

$$a_f = ka.$$

Параметр k ($k = 1 - 1,1$) также вводится во входном файле.

Для небольших значений энергии возбуждения E при $E < U_x$ используется другое выражение для плотности уровней:

$$\rho(E, J) = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E - U_0}{T}\right) \frac{\exp[-(J+1/2)^2 / (2\sigma^2)]}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3},$$

которое соответствует модели с постоянной температурой T . Параметры T и U_0 можно определить из условия непрерывности функции и ее производной в точке сшивки $E = U_x + \delta$. Параметр U_x задается во входном файле.

С учетом парных корреляций, а также колебательных и вращательных степеней свободы плотность уровней можно определить как

$$\rho(E, J) = K_{vib}(E) K_{rot}(E) \frac{2J+1}{24\sqrt{2}\sigma_{eff}^3 a^{1/4} (E-E_c)^{5/4}} \times \exp\left[2\sqrt{a(E-E_c)} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma_{eff}^2}\right],$$

где $E_c \approx \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta$ – энергия конденсации, уменьшающая энергию основного состояния ферми-газа на 1-3 МэВ из-за корреляционного парного взаимодействия в рассматриваемых ядрах,

$$\sigma_{eff}^2 = I_{\perp}^{2/3} I_{\parallel}^{1/3} \sqrt{(E-E_c)/a} \text{ – для аксиальных деформированных ядер,}$$

$$\sigma_{eff}^2 = I_{\parallel} \sqrt{(E-E_c)/a} \text{ – для сферических ядер.}$$

Коэффициенты ротационного

$$K_{rot} = I_{\perp} \sqrt{(E-E_c)/a} \text{ – для аксиальных деформированных ядер,}$$

$$K_{rot} = 1 \text{ – для сферических ядер}$$

и вибрационного

$$K_{vib} = \exp[0,0555A^{2/3} (E-E_c)^{2/3} / a^{2/3}]$$

усиления учитывают вклад в плотность уровней коллективных колебательных и вращательных степеней свободы соответственно. Величины перпендикулярного главной оси I_{\perp} и параллельного ей I_{\parallel} моментов инерции вычисляются внутри программы на основе вводимого во входном файле параметра квадрупольной деформации. При этом в GROGIF можно также рассматривать как аксиальные деформированные и сферические ядра, так и ядра, не обладающие данными симметриями формы.

Для учета оболочечных эффектов и их затухания с ростом энергии возбуждения можно использовать параметр плотности уровней a в виде [5,8]:

$$a = \tilde{a}(A) \left[1 + \frac{1 - \exp\{-\gamma(E-E_c)\}}{E-E_c} \delta W \right],$$

где δW – оболочечная поправка.

В программе используются две разные параметризации асимптотического параметра \tilde{a} :

$$\tilde{a}(A) = \alpha A + \beta A^{2/3}$$

и

$$\tilde{a}(A) = \alpha A + \beta A^2,$$

полученные в различных анализах экспериментальных данных.

Оболочечную поправку δW можно вводить во входном файле или считывать из файла данных. Параметры α , β и γ вводятся во входном файле.

При низких энергиях возбуждения $E < U_x + E_c$ ($\approx 5-6$ МэВ) в данном варианте расчетов плотность уровней вычисляется по сверхтекучей модели. Параметр $U_x = a_{kp} t_{kp}^2$ вводится во входном файле. Критическая температура $t_{kp} = 0,576 \cdot 12 / \sqrt{A}$. Параметр плотности уровней в критической точке

$$a_{kp} \text{ находится из уравнения } a_{kp} = \tilde{a}(A) \left[1 + \frac{1 - \exp\{-\gamma a_{kp} t_{kp}^2\}}{a_{kp} t_{kp}^2} \delta W \right].$$

Пример использования программы GROGIF

Сечения образования испарительных остатков – изотопов U, Pa и Th, полученных в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$, были рассчитаны в рамках модели *двойной ядерной системы (ДЯС)* [9], затем результаты расчетов сравнивались с экспериментальными величинами. В рамках модели ДЯС сечение образования испарительного остатка после испарения определенной s -последовательности частиц может быть записано в виде

$$\sigma_{ER}^s(E_{c.m.}) \approx \sigma_c(E_{c.m.}) P_{CN}(E_{c.m.}, J=0) W_{sur}^s(E_{c.m.}, J=0).$$

Здесь σ_c – сечение захвата, отвечает за переход налетающего ядра через кулоновский барьер, P_{CN} – вероятность образования составного ядра после захвата, W_{sur} – выживаемость полученного составного ядра. При расчете σ_c учитываются моменты до $10-30 \hbar$ в зависимости от рассматриваемого составного ядра, поскольку более высокие моменты не вносят заметного вклада в σ_{ER} из-за малой выживаемости ядра по отношению к делению при больших угловых моментах. Поскольку конфигурация продуктов реакции во входном канале очень асимметрична, величина P_{CN} близка к единице. В рассматриваемом случае величина σ_c слабо зависит от энергии и составляет ~ 30 мб. Соответственно, важнейшей характеристикой, влияющей на сечение образования испарительного остатка в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$, является выживаемость.

При испарении определенной последовательности s из x частиц вероятность выживания ядра по отношению к делению приближенно описывается выражением [2-4]:

$$W_{sur}^s(E_{CN}^*) \approx P_s(E_{CN}^*, J) \prod_{i=1}^x \frac{\Gamma_i(E_{i_s}^*)}{\Gamma_i(E_{i_s}^*)}$$

где i_s – индекс испарительного шага, P_s – вероятность реализации канала s при начальной энергии возбуждения E , $E_{i_s}^*$ – среднее значение энергии возбуждения на шаге i_s . Полная ширина Γ для составного ядра определяется как сумма ширин разных каналов испарения частиц Γ_i , ширины γ -эмиссии и делительной ширины Γ_f . На первом шаге $i_s=1_s$ и $E_{1_s}^* = E$. Для вычисления ширин Γ_i использовалась статистическая программа GROGIF.

В случае эмиссии x нейтронов вероятность реализации такой последовательности испаряемых частиц:

$$P_s = P(x) - P(x+1),$$

где функция

$$P(x) = 1 - \exp[-\Delta_x/T] \left(1 + \sum_{i=1}^{2x-3} \frac{(\Delta_x/T)^i}{i!}\right)$$

определяет вероятность того, что при заданной энергии возбуждения составного ядра E испарится не более x нейтронов, $\Delta_x = E - \sum_{k=1}^x B_k$, B_k – энергия отрыва k -го нейтрона, параметр ядерной температуры T является константой. Если у полученного испарительного остатка величина барьера деления B_f больше, чем энергия отрыва нейтрона B_{x+1} , то при расчете Δ_{x+1} величину B_{x+1} следует заменить на B_f . Данная формула также справедлива и для испарительных последовательностей, содержащих заряженные частицы, однако в этом случае вместо величины B_k нужно взять сумму энергии отрыва протона или альфа-частицы и кулоновской энергии взаимодействия с ядром.

На рис.2 приведены полученные в эксперименте (точки с линиями) [10] и рассчитанные нами (линии) функции возбуждения и сечения образования испарительных остатков для различных испарительных каналов рассматриваемой реакции. Учитывая, что экспериментальные величины получены с точностью $\pm 50\%$, можно говорить о хорошем согласии с теоретическими расчетами, особенно вблизи максимумов функций возбуждения.

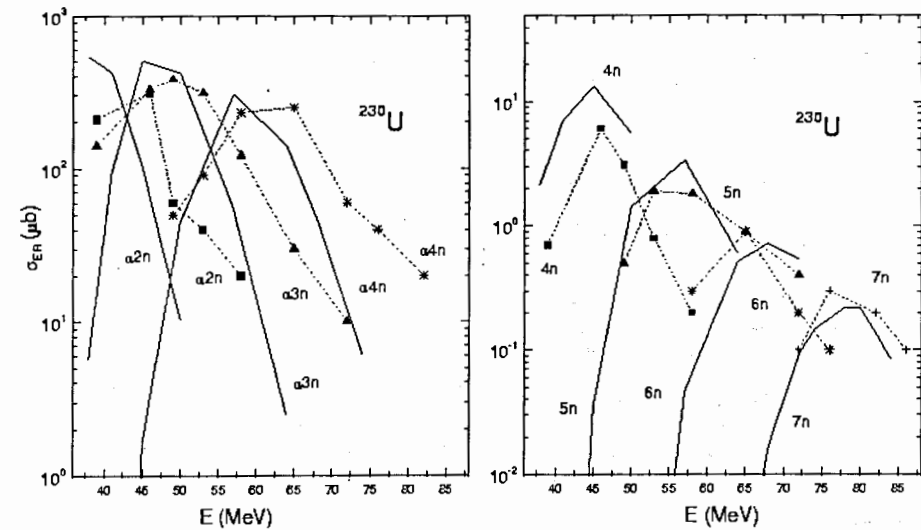


Рис.2

Упражнение

Вывести формулу для $P(2)$, используя следующие приближения: 1) нейтрон вылетает из составного ядра, если это не запрещено энергетически; 2) температура ядра T остается постоянной во время всего испарительного процесса.

Используемые файлы данных при работе с программой GROGIF

Входные файлы: feni.dat, ign.dat. Описание этих файлов приведено в приложении.

Файлы данных по дефектам масс и оболочечным поправкам ядер: файлы Defl.dat, Micl.dat содержат соответственно дефекты масс и оболочечные поправки различных изотопов ядер с $Z=8-122$. Номер записи в файлах соответствует Z . Первые две цифры записи обозначают минимальную и максимальную массы изотопа с данным Z .

Выходной файл: out.dat. Пример такого файла приведен в приложении.

Приложение

ОПИСАНИЕ ВВОДА ДАННЫХ К ПРОГРАММЕ GROGIF

```

***** СТРОКА 1 *****
FORMAT (14A4)
READ TITLE(14) - ЛЮБАЯ БУКВЕННО-ЦИФРОВАЯ ИНФОРМАЦИЯ, НАПРИМЕР,
                  ОБОЗНАЧЕНИЕ РЕАКЦИИ
***** СТРОКА 2 *****
FORMAT (5I6,F10.4)
READ MTGT,IZT,MPROJ,IZP,IP
MTGT - МАССА ЯДРА МИШЕНИ
IZT - ЗАРЯД ЯДРА МИШЕНИ
MPROJ - МАССА ПАДАЮЩЕЙ ЧАСТИЦЫ
IZP - ЗАРЯД ПАДАЮЩЕЙ ЧАСТИЦЫ
IP - КОНТРОЛЬ ЗА ПРЕДЭМИССИОННЫМ ИСПУСКАНИЕМ ЧАСТИЦ:
    ЕСЛИ IP=0, ТО НЕТ ПРЕДЭМИССИОННОГО ИСПУСКАНИЯ ЧАСТИЦ
    ЕСЛИ IP=1, ТО СМ. СТРОКУ ЗА
***** СТРОКА 3 *****
FORMAT (12I5)
READ ISEQ(12)
ISEQ - МАССИВ, ЗАДАЮЩИЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ИСПАРЯЕМЫХ ЧАСТИЦ:
    ЕСЛИ ISEQ(I)=1, ТО СЛЕДУЮЩЕЕ ЯДРО КАСКАДА ОБРАЗУЕТСЯ ПУТЕМ
    ИСПАРЕНИЯ НЕЙТРОНА, =2 - ИСПАРЕНИЕМ ПРОТОНА,
    =3 - ИСПАРЕНИЕМ 4НЕ, =0 - ВЫЧИСЛЕНИЯ ПРЕКРАЩАЮТСЯ
***** СТРОКА ЗА *****
FORMAT (6I5) ! ТОЛЬКО ЕСЛИ IP=1 !!!!!!!!!!!!!
READ IPRSEQ(6)
IPRSEQ - МАССИВ, ЗАДАЮЩИЙ ПРЕДЭМИССИОННЫЕ ЧАСТИЦЫ:
    ЕСЛИ IPRSEQ(I)=1, ТО БЫЛ ИСПУЩЕН НЕЙТРОН,
    =2 - ТО ПРОТОН, =3 - ИСПАРЕНИЕ 4НЕ, =0 - ТО ВЫЧИСЛЕНИЯ
    ПРЕКРАЩАЮТСЯ
***** СТРОКА 4 *****
FORMAT (F6.2,E15.4,I10)
READ CUT,LPRINT
CUT - ПАРАМЕТР ОБРЕЗАНИЯ ТАБЛИЦ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ. ОБЫЧНО ОТ 1E-3 ДО
    1E-6, ЕСЛИ ЗАСЕЛЕННОСТЬ ПРИ ДАННЫХ ЭНЕРГИИ И МОМЕНТЕ (E,J)
    СТАНОВИТСЯ МЕНЬШЕ, ЧЕМ CUT, ТО ТОЧКА (E,J) НЕ РАССМАТРИВАЕТСЯ
LPRINT- КЛЮЧ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ РАСПЕЧАТКУ ВЫХОДНОЙ ИНФОРМАЦИИ:
    =1 - ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ТАБЛИЦЫ НА ПЕЧАТЬ НЕ ВЫДАЮТСЯ,
    =2 - ЗАСЕЛЕННОСТИ РОДИТЕЛЬСКОГО И ДОЧЕРНЕГО ЯДЕР, А ТАКЖЕ
    СПЕКТРЫ ЧАСТИЦ ВЫДАЮТСЯ НА КАЖДОМ ШАГЕ КАСКАДА,
    =3 - ПОМИМО 2 ОСУЩЕСТВЛЯЕТСЯ ВЫВОД ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ТАБЛИЦ
    ДЕЛИМОСТИ И ВРЕМЕН ЖИЗНИ НА КАЖДОМ ЭТАПЕ КАСКАДА
***** СТРОКА 5 *****
FORMAT (7I1,3F10.0,I5)
READ KTABLE,JJKRAS,JJKPLD,JJKVMI,JJKGGR,KDEF,KBF,AIZERO,DPARAM,
QEF,IROMPT
KTABLE- КЛЮЧ, ЗАДАЮЩИЙ ГЕНЕРАЦИЮ ПРОГРАММОЙ ДВУМЕРНЫХ ТАБЛИЦ ОТНО-
    СИТЕЛЬНОЙ ВЕРОЯТНОСТИ ЭМИССИИ КАКОЙ-ЛИБО ИЗ ЧАСТИЦ И ВЫ-
    ВОД ИХ НА ПЕЧАТЬ (ЕСЛИ LPRINT>1!)
    =1, ТО ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ,

```

```

    =2, ТО ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ЭМИССИИ ГАММА-КВАНТОВ,
    =3, ТО ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ЭМИССИИ 4НЕ,
    =4, ТО ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ЭМИССИИ ПРОТОНОВ,
    =5 - ТАБЛИЦА ДЕЛИМОСТИ СОСТАВНОГО ЯДРА,
    =6 - ТАБЛИЦА ВРЕМЕН ЖИЗНИ СОСТАВНЫХ ЯДЕР, (T*1.E-16 С.)
    =7 - ТАБЛИЦЫ НА ПЕЧАТЬ НЕ ВЫВОДЯТСЯ
JJKRAS- >0, ПЕЧАТЬ ТАБЛИЦ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОНИЦАЕМОСТИ (ВСЕХ)
JJKPLD- >0, ПЕЧАТЬ ТАБЛИЦ ПЛОТНОСТЕЙ УРОВНЕЙ (ВСЕХ)
JJKVMI- =0, МОМЕНТ ИНЕРЦИИ ЯДРА С ЭНЕРГИЕЙ НЕ МЕНЯЕТСЯ
    >0, МОМЕНТ ИНЕРЦИИ ЯДРА ЗАВИСИТ ОТ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ:
    ВАРИАЦИЯ МОМЕНТА ИНЕРЦИИ ЗАДАЕТСЯ ВЕЛИЧИНАМИ AIZERO
    И DPARAM
JJKGDR- >0, ПРИ РАСЧЕТЕ ГАММА-РАСПАДА УЧИТЫВАЕТСЯ ГИГАНТСКИЙ
    ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС, ПОЛОЖЕНИЕ И ШИРИНА КОТОРОГО ОПРЕДЕЛЯЮТСЯ В
    СТРОКЕ 8
KDEF- =1, ЗНАЧЕНИЯ ЭНЕРГИЙ ОТРЫВА НЕЙТРОНА, ПРОТОНА И 4НЕ ЗАДАЮТСЯ В
    СТРОКЕ 5А
    =0, ЗНАЧЕНИЯ ЭНЕРГИЙ ОТРЫВА НЕЙТРОНА, ПРОТОНА И 4НЕ
    ОПРЕДЕЛЯЮТСЯ НА ОСНОВЕ ДЕФЕКТОВ МАСС ЯДЕР, СЧИТЫВАЕМЫХ
    ПРОГРАММОЙ ИЗ ФАЙЛА DEF1.DAN
KBF- =1, ЗНАЧЕНИЕ БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ ЗАДАЕТСЯ ВО ВХОДНОМ ФАЙЛЕ
    (СТРОКА 14А)
    =0, ЗНАЧЕНИЕ БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ РАССЧИТЫВАЕТСЯ ВНУТРИ ПРОГРАММЫ
    (В ПРИБЛИЖЕНИИ ОДНОГОРБОВОГО БАРЬЕРА) НА ОСНОВЕ ВЕЛИЧИН,
    ВВОДИМЫХ В СТРОКЕ 14В
AIZERO- ОТНОШЕНИЕ I(ЭФФЕКТИВНОМУ)/I(ТВЕРДОТЕЛЬНОМУ) ПРИ НУЛЕВОМ УГЛО-
    ВОМ МОМЕНТЕ (ИСПОЛЬЗУЕТСЯ ПРИ JJKVMI>0) I0=AIZERO*I(ТВ.Т.)
DPARAM- ПАРАМЕТР, ЗАДАЮЩИЙ ИЗМЕНЕНИЕ МОМЕНТА ИНЕРЦИИ ЯДРА С ЭНЕРГИЕЙ:
    I=I0*EXP(-0.693*E/DPARAM), ИСПОЛЬЗУЕТСЯ ПРИ JJKVMI>0 !
QEF - КВАДРУПОЛЬНАЯ ЧАСТЬ ГДР, ИСПОЛЬЗУЕТСЯ ПРИ JJKGDR>0
IROMPT- =0, ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЗАДАЮТСЯ НАБОРОМ 1 ИЗ ТАБЛИЦЫ
    ДЛЯ РАСЧЕТА N,P,4НЕ - КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОНИЦАЕМОСТИ
    КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПЕРЕСЧИТЫВАЮТСЯ НА КАЖДОМ ШАГЕ
    КАСКАДА
    =1, ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЗАДАЮТСЯ НАБОРОМ 2 ИЗ ТАБЛИЦЫ
    ДЛЯ РАСЧЕТА N,P,4НЕ - КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОНИЦАЕМОСТИ
    КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПЕРЕСЧИТЫВАЮТСЯ НА КАЖДОМ ШАГЕ
    КАСКАДА
    =10, ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЗАДАЮТСЯ НАБОРОМ 1 ИЗ ТАБЛИЦЫ
    ДЛЯ РАСЧЕТА N,P,4НЕ - КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОНИЦАЕМОСТИ
    КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРОНИЦАЕМОСТИ НЕ ПЕРЕСЧИТЫВАЮТСЯ НА КАЖДОМ
    ШАГЕ КАСКАДА
    =11, ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЗАДАЮТСЯ НАБОРОМ 2 ИЗ ТАБЛИЦЫ
    ДЛЯ РАСЧЕТА N,P,4НЕ - КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОНИЦАЕМОСТИ
    КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРОНИЦАЕМОСТИ НЕ ПЕРЕСЧИТЫВАЮТСЯ НА КАЖДОМ
    ШАГЕ КАСКАДА
    =1111 и IROMPT=0 (СМ. СТРОКУ 10А (ВАРИАНТ 2)), ТО ПАРАМЕТРЫ
    ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ЗАДАЮТСЯ В СТРОКАХ 10С-10D (ВАР.2)
***** СТРОКА 5А *****
FORMAT (3F10.3)
READ Q(3)
Q(1) - ЭНЕРГИЯ ОТРЫВА НЕЙТРОНА ДЛЯ РОДИТЕЛЬСКОГО ЯДРА
Q(2) - ЭНЕРГИЯ ОТРЫВА ПРОТОНА ДЛЯ РОДИТЕЛЬСКОГО ЯДРА
Q(3) - ЭНЕРГИЯ ОТРЫВА 4НЕ ДЛЯ РОДИТЕЛЬСКОГО ЯДРА

```


R	7.342	7.324	7.324	7.268
DELTA	2.400	1.200	1.200	2.400
IRAST	1	1	1	1

PARENT NUCLEI											
STEP	Z	N	STEP	Z	N	STEP	Z	N	STEP	Z	N
1	108	158	2	108	157						

NEUTRON PARTIAL WIDTH											
STEP			STEP			STEP			STEP		
1	1.5491E-03		2	0.0000E+00							

PROTON PARTIAL WIDTH											
STEP			STEP			STEP			STEP		
1	3.0784E-07		2	0.0000E+00							

ALPHA PARTIAL WIDTH											
STEP			STEP			STEP			STEP		
1	9.2282E-06		2	0.0000E+00							

GAMMA PARTIAL WIDTH											
STEP			STEP			STEP			STEP		
1	5.6530E-05		2	0.0000E+00							

FISSION PARTIAL WIDTH (STEP)										
9.98E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00

Список литературы

- [1] Антоненко Н.В., Иванова С.П., Фотина О.В. Статистический подход к анализу ядерных реакций. Учебно-методическое пособие УНЦ ОИЯИ, УНЦ-2001-11. Дубна: ОИЯИ, 2001.
- [2] Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
- [3] Барашенков В.С., Жереги Ф.Г., Ильинов А.С., Тонеев В.Д. // ЭЧАЯ, 1974, т.5, с.477.
- [4] Cole A.J. Statistical models for nuclear decay. Bristol: IOP, 2000.
- [5] Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
- [6] Möller P., Nix R. // At. Data Nucl. Data Tables. 1988, v.39, p.213.
- [7] Mashnik S.G., Sierk A.J., Gudima K.K. nucl-th/0208048.
- [8] Cherepanov E.A. JINR Preprint E7-99-27. Dubna: JINR, 1999.
- [9] Adamian G.G. et al. // Nucl. Phys. A. 1998, v.633, p.409.
- [10] Veselsky M. et al. // Proc. 3rd Int. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Casta-Papernika, 1996. Dubna: JINR, 1996, p.129.

Получено 25 декабря 2002 г.

Учебное издание

Н. В. Антоненко, С. П. Иванова, А. С. Зубов, О. В. Фотина
**Статистический подход к анализу ядерных реакций
с помощью программы GROGIF**

Редактор *А. Н. Шабашова*

Подписано в печать 27.02.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 1,44. Уч.-изд. л. 1,75. Тираж 150 экз. Заказ № 53818.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюрен, 6.
E-mail: publish@pds.jinr.ru
www.jinr.ru/publish/