



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

*SU8805582*

ИТЕФ-81(1987)

Н.В.СТЕПАНОВ

СТАТИСТИЧЕСКОЕ  
МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕЛЕНИЯ  
ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР  
I. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ  
Препринт №81

Москва — ЦНИИАтоминформ — 1987

STATISTICAL MODEL CALCULATIONS OF THE INTRANUCLEAR CASCADE-  
EVAPORATION ITCF: I. FOR URANIUM AND PLUTONIUM: Preprint ITCF 87-217

Н.В. Степанов - М.: ИИВИАтомляформ, 1987. - 26с.

A fission channel, based on thermodynamical fission model, has been added to the intranuclear-cascade-evaporation ITCF program. The calculated mass spectra and fission crosssections are in reasonable agreement with experimental data.

Рис. - 4, СПИСОК ЛИТ. - 33 НАИМ.

## І. В В Е Д Е Н И Е

Эксперименты показывают, что тяжелые ядра интенсивно делятся при взаимодействии с адронами промежуточных энергий. Процесс деления не только обуславливает характерные спектры масс и кинетических энергий ядер осколков, но сказывается также на множественности мягких частиц, испускаемых во время взаимодействия.

В данной работе приведено описание делительной ветви каскадно-испарительно-делительной программы (КИД) статистического моделирования взаимодействия частиц с ядрами, которая разрабатывалась в ИТЭФ. Описание каскадной и испарительной частей этой программы приведено в работах [1,2], см. также [3-5]. Наша версия КИД ориентирована как на исследовательское, так и на прикладное применение (например, в качестве отдельного модуля при моделировании взаимодействия пучков частиц с толстыми мишенями). Поэтому, хотя основным требованием являлось максимально адекватное воспроизведение известных экспериментальных данных по делению ядер в диапазоне энергий налетающих частиц от десятков МэВ до нескольких ГэВ, мы старались обеспечить быстродействие и экономию памяти, насколько это возможно. Это привело при построении модели к отказу от некоторых перспективных возможностей, которые могли бы позволить добиться лучшего соответствия эксперименту. Но „лучшее — враг хорошего“.

## II. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

В КИД деление рассматривается как один из каналов распада возбужденного ядра, конкурирующий с испусканием частиц и легких ядер на стадии равновесного испарения [6]. Начальное состояние, т.е.  $A, Z, E_{ex}$  (влиянием углового момента мы пренебрегаем) формируется на каскадной стадии взаимодействия. В нашей версии учитывается и предравновесное испарение [2].

Для моделирования процесса снятия возбуждения ядра необходимо знать вероятности испускания частиц и деления. Наряду с делением, мы учитываем также испускание  $n, p, d, H^3, He^3, He^4, \gamma$ . Соответствующие вероятности испускания в зависимости от  $A, Z, E_{ex}$  приведены в работе [2], см. также [6,7].

### I. Вероятность деления

При расчете вероятности деления обычно используется подход Гур-Уиллера [8]. В предположении о том, что вероятность деления пропорциональна отношению числа допустимых состояний в вершинной точке к полному числу состояний исходного ядра с энергией возбуждения  $E_{ex}$ ,

$$W_f = \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{\rho(E_{ex})}{\rho(E_{ex})} \int_0^{E_{ex}-Q_f} \rho^*(E_{ex}-Q_f-\varepsilon) d\varepsilon, \quad (I)$$

где  $\rho^*(\varepsilon)$  - плотность уровней деформированного ядра в вершинной точке,  $Q_f$  - барьер деления. Далее, если допустить, что плотность уровней деформированного ядра не слишком отличается от плотности уровней недеформированного ядра и используя для плотности уровней ядра ферми-газовое приближение, формулу (I) можно проинтегрировать явно. Отношение вероятностей деления и

испускания нейтрона (основной испарительный канал) в этом случае равно:

$$\frac{W_f}{W_n} = \frac{K}{v_f(E_{ex} - Q_n)A^{3/2}} [2\sqrt{a_f(E_{ex} - Q_f)} - 1] * \exp(2\sqrt{a_f(E_{ex} - Q_f)} - 2\sqrt{a_n(E_{ex} - Q_n)}), \quad (2)$$

где  $a_n$  - параметр плотности уровней ядра после испускания нейтрона [2,22];  $a_f$  - параметр плотности уровней делящегося ядра;  $v_f = a_f/a_n$ ;  $Q_n$  - энергия связи нейтрона;  $K = \hbar^2/8m_n R_0^2$ , где  $m_n$  - масса нуклона,  $R_0 \approx 1.3$  Фм.

Из выражения (2) видно, что конкуренция процессов испарения и деления определяется, главным образом, соотношением параметров  $Q_f, a_f, Q_n, a_n$ .

Барьер деления. Барьеры деления принято приводить как функции делимости [9]:

$$x = Z^2/A \{ 51.77 [1 - 1.79 (1 - 2Z/A)^2] \}. \quad (3)$$

Они частично измерены на опыте, но для большинства ядер неизвестны. Кроме того, в процессе испарения в качестве промежуточных состояний могут реализовываться слишком далекие от линии бета-стабильности и фактически не существующие ядра. Тем не менее вычислительная схема должна справляться и с такими случаями.

При создании нашей версии, мы поступили следующим образом.

1) В интервале делимостей от  $x_{max} = .6274$  до  $x_{min} = .6761$  (что охватывает ядра от  ${}^{254}\text{Fm}$  до  ${}^{201}\text{Tl}$ )  $Q_f$  рассчитывается с помощью интерполяции экспериментальных данных из работ [10-13] (41 точка на весь интервал).

2) Ниже  $x_{min}$  мы используем аппроксимацию, полученную на основе капельной модели [14]

$$Q_f = \gamma A^{2/3} (.728 - .661(1-x) + 3.33(1-x)^2)(1-x)^3 \quad (4)$$

Параметр  $\gamma$  подобран так, чтобы два решения гладко состыковались при  $x = x_{min}$ .

Параметр  $a_f$ . Анализируя литературу, можно прийти к выводу, что параметр  $\beta_f = a_f/a_n$  близок к единице (I - I.3), но вообще говоря, зависит от энергии возбуждения и атомного номера ядра. Мы не могли воспользоваться данными других групп, т.к. обычно при анализе деления не учитывается предравновесное испарение, которое сильно влияет на входящую информацию делительной стадии.

Феноменология. Сведения об относительной величине вероятностей  $W_f/W_n$  можно получить из измеренных на опыте функций возбуждения. При этом оказывается, что для ядер с  $Z \geq 90$  на небольших энергиях возбуждения можно с хорошей точностью положить  $W_f/W_n = const$ . Например, в работе [15] предложена следующая аппроксимация:

$$\ln W_n/W_f = -.636 Z + \begin{cases} 5.46 + .14 N & N < 153 \\ 19.23 + .05 N & N \geq 153 \end{cases} \quad (5)$$

$N = A - Z$ , и для нечетных ядер нужно добавить + 0.276.

Такая аппроксимация использовалась Бертини и др. [16], Алсмондером [17] при анализе деления актинидов (в основном, урана) аднами промежуточных энергий. Сравнительно хорошее согласие с экспериментальными сечениями деления достигается, если дополнительно предположить, что ядра с  $Z < 90-91$  вообще не делятся. Нужно отдавать себе отчет в том, что аппроксимация (5) заведомо не пригодна для более легких ядер и высоких энергий возбуждения.

Мы попытались утилизировать оба подхода следующим образом:

при  $E_{ex} < E_{cut} \approx 20$  МэВ  $w_f/w_h$  считалось по формуле (5), а выше  $E_{cut}$  по (2). Предварительные расчеты показали, что сечения деления в реакции  $^{238}\text{U}(p, f)$  в интервале энергий  $E_p = 70-1500$  МэВ хорошо воспроизводятся нашей версией КИД при  $\beta_f \approx 1.07$ ,  $E_{cut} = 20$  МэВ

Расчет же при  $E_p = 5$  ГэВ дал несколько заниженное значение. Это, возможно, свидетельствует о том, что  $\beta_f$  для более легких ядер нужно выбирать несколько больше (см. рис. 1). Вероятно, необходима также другая аппроксимация для низких энергий возбуждения, т.к. при использовании (5) расчет дал несколько заниженные делюмости в реакции  $^{238}\text{U}(n, f)$   $E_n = 14-20$  МэВ. В целом видно, что всю совокупность экспериментальных данных нельзя описать одним набором параметров, либо нужно использовать другой подход для описания сечений деления.

## 2. Расчет характеристик продуктов деления

После того, как мы обсудили вероятность деления, перейдем теперь к рассмотрению собственно процесса деления возбужденных ядер. Несмотря на то, что физика деления имеет сравнительно длительную историю, до сих пор не существует удовлетворительных методов, адекватно описывающих все характеристики процесса деления. Наиболее приемлемым (а для монте-карловского моделирования единственно приемлемым) для прогнозов в широкой области энергий возбуждения и делящихся ядер является статистический подход.

За основу мы приняли термодинамическую модель, развитую в работах [20, 23], для расчета массовых спектров низкоэнергетического деления ядер. Ближайшая модель рассматривалась также в работе [24].

В такой модели происходящие при делении процессы рассматривались как химические реакции в газовой смеси делящихся ядер и всевозможных осколков, находящейся при некоторой температуре  $T$ . В пределе бесконечного объема  $V \rightarrow \infty$  скорости распадов по разным каналам должны быть равны скоростям процессов рекомбинации и, следовательно, устанавливается некая равновесная концентрация  $C(A, z) = N(A, z)/V$  для любого ядра. Тогда, согласно закону действующих масс [25], связь концентраций между собой можно записать в виде цепочки уравнений:

$$\frac{C(A_1, z_1) C(A_2, z_2)}{C(A_f, z_f)} = V_A^{-1} \exp \frac{F(A_f, z_f) - F(A_1, z_1) - F(A_2, z_2)}{T}, \quad (6)$$

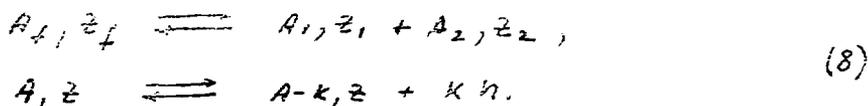
$$A_f = A_1 + A_2 \quad z_f = z_1 + z_2$$

$$\frac{C(A-k, z) C^k(z, 0)}{C(A, z)} = V_n^{-k} \exp \frac{F(A, z) - F(A-k, z) - k F(1, 0)}{T}, \quad (7)$$

$$k = 1, 2, \dots$$

где  $F(A, z)$  - свободная энергия,  $V_A, V_n$  - некоторые нормировочные объемы, явный вид которых для нас не существен.

Уравнения (6) и (7) соответствуют реакциям



Они рассматривались не в виде последовательной цепочки (деление, а затем испускание нейтронов), а как некоторые единые реакции кратного деления. Полная вероятность выхода осколка  $w(A, z)$  находилась суммированием по всем допустимым каналам с разным числом испущенных нейтронов. Поскольку такая схема не дает полной информации о процессе деления, мы пользовались традиционным ме-

тодом - рассматривали последовательную цепочку: деление - распад возбужденных осколков. Это позволяет моделировать деление, сопровождающееся также испусканием протонов,  $\alpha$ -частиц и т.д.

Из системы уравнений (6,7) мы использовали лишь первое. Вероятность деления равна вероятности рекомбинации  $A_1, z_1, A_2, z_2 \rightarrow A_f, z_f$ , поэтому она пропорциональна произведению концентраций  $C(A_1, z_1) C(A_2, z_2)$  и в соответствии с (6) может быть записана в виде

$$W(A_1, z_1, A_2, z_2) = f(A_1, z_1, A_2, z_2) \exp \frac{F(A_f, z_f) - F(A_1, z_1) - F(A_2, z_2)}{T} \quad (9)$$

Множитель  $f$  пропорционален сечению взаимодействия осколков и сильно зависит от  $A, z$  лишь за счет потенциального барьера.

$$f(A_1, z_1, A_2, z_2) \approx \text{const} \exp \frac{-V_{\text{pot}}(A_1, z_1, A_2, z_2, A_f, z_f)}{T} \quad (10)$$

Таким образом, вероятность деления ядра  $A_f, z_f$  на два осколка  $A_1, z_1, A_2, z_2$  записывается в виде

$$W(A_i, z_i) = C \exp \frac{F(A_f, z_f) - F(A_1, z_1) - F(A_2, z_2) - V_{\text{pot}}}{T} \quad (11)$$

Конкретизируем теперь входящие величины. Для описания свойств атомных ядер обычно используется свободная энергия [26].

$$F = M_w(A, z) - \frac{A}{15} T^2 + [M(A, z) - M_w(A, z)] \frac{\pi T}{3h kT}, \quad (12)$$

$$\alpha = \text{const} A^{4/3},$$

где  $M_w(A, Z)$  - масса ядра в жидкокапельном приближении,  
 $M(A, Z)$  - точная масса. Последний член в (I2) описывает  
 оболочечные поправки, экспоненциально убывающие с ростом темпера-  
 турн. Так как большинство образующихся при делении ядер нестабиль-  
 ны относительно слабых распадов, основному состоянию нужно также  
 приписать некоторую ненулевую температуру, поэтому в работах  
 [20, 23] вместо (I2) используется модифицированное выражение:

$$F = -a_w (T^2 + T_0^2) - a_s (T - T_0)^2 + (M - M_w) f(\theta) + M_w, \\ f(\theta) = \theta / \text{sh} \theta, \quad \theta = \alpha (T - T_0). \quad (\text{I3})$$

Энергия ядра  $E = -T^2 \frac{\partial}{\partial T} \frac{F}{T} = F - T \frac{\partial F}{\partial T}$ .

Подставляем (I3), получаем

$$E = E_{ex} + M = a (T^2 - T_0^2) + (M - M_w) \frac{\theta^2 \text{ch} \theta}{\text{sh}^2 \theta} + M_w, \\ a = a_w + a_s. \quad (\text{I4})$$

При этом  $\lim_{T \downarrow T_0} E = M$ .

Чтобы найти температуру, нужно, вообще говоря, разрешить  
 уравнение (I4) относительно  $T$ . Для простоты мы использовали  
 оценку

$$T = T_0 + \gamma, \quad (\text{I5})$$

где  $\gamma = \sqrt{\frac{E_{ex}}{a}}$  - ядерная температура. Параметры  $a, T_0$   
 считались свободными. Подставляя (I3) в (II), получаем следующее  
 выражение для вероятности деления

$$W(A_1, A_2, z_1, z_2) = C \exp \frac{\Delta M_w - V_{pot}}{T} \exp \frac{(\Delta M - \Delta M_w) \theta}{T \text{sh} \theta}, \quad (\text{I6})$$

$$\begin{aligned}
 \Delta M_w &= M_w(A_f, Z_f) - M_w(A_1, Z_1) - M_w(A_2, Z_2) = \\
 &= E_{Bw}(A_1, Z_1) + E_{Bw}(A_2, Z_2) - E_{Bw}(A_f, Z_f), \\
 \Delta M &= M(A_f, Z_f) - M(A_1, Z_1) - M(A_2, Z_2) = \\
 &= E_B(A_1, Z_1) + E_B(A_2, Z_2) - E_B(A_f, Z_f),
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

где  $E_B(A, Z)$ ,  $E_{Bw}(A, Z)$ , соответственно, точная и жидкокапельная энергия связи ядра.

Первый сомножитель в (16) тривиально зависит от энергии возбуждения и гладко зависит от  $A_i, Z_i$ . Второй — описывает оболочечные поправки, экспоненциально вымирающие с ростом энергии возбуждения. Благодаря ему возникают характерные отличия массовых спектров при низких и высоких энергиях (рис. 3-4).

Для того, чтобы с помощью (16) моделировать распределения при небольших энергиях возбуждения, нужно прежде всего с высокой точностью вычислять энергии связи ядер. Для этого мы использовали 56 — параметрическую массовую формулу из работы [27], которая обеспечивает точность в несколько сотен кэВ (во многих случаях лучше 100 кэВ) и, как отмечалось в работе [28], является одной из лучших для предсказания энергии связи ядер, далеких от линии бета-стабильности.

Для расчета жидкокапельной энергии связи использовалась гладкая часть массовой формулы из работы [9].

Основная трудность при моделировании деления связана с вычислением потенциальной энергии делящейся системы в точке разрыва или близко от нее. При этом нужно уметь различать, какая часть энергии идет на разогрев осколков, а такая переходит в их кинетическую энергию, т.е. уметь отдельно рассчитывать энергию кулоновского взаимодействия и энергию деформации.

Следуя Фонгу [18] (см. также [6, 21]), предполагалось, что в точ-

ке разрыва форма делящейся системы может быть описана с помощью двух касающихся деформированных осколков, форма каждого из которых описывалась выражением:

$$R_i(\theta) = R_{oi} (1 + \alpha_i P_2(\cos\theta) + \beta_i P_3(\cos\theta)), \quad (18)$$

где  $R_{oi} = R_0 A_i^{1/3}$  - радиусы недеформированных ядер;  
 $P_2$  - полиномы Лежандра;  $\alpha_i, \beta_i$  - параметры деформации.

При этом энергии деформации осколков определяются из выражения [29]:

$$E_{idof} = (1.4\alpha_i^2 + .714\beta_i^2) .57 - (.2\alpha_i^2 + .204\beta_i^2) .71 \times \\ \times z_i^2 / A_i^2) A_i^{2/3}, \quad (19)$$

Величина их энергии кулоновского взаимодействия равна [18]

$$V_c = \frac{e^2 z_1 z_2}{R_{12}(\alpha_i, \beta_i; R_i, z_i)}, \quad R_{12} = \sum_i R_{oi} (1 - \alpha_i \times \\ \times (1 - 3/5 x_i) + \beta_i (1 - 3/7 x_i^2)), \quad x_i = R_{oi} / S, \\ S = \sum_i R_{oi} (1 + \alpha_i + \beta_i - 9/35 \alpha_i \beta_i), \quad (20)$$

$$V_{pot} = V_c + E_{idof} + E_{zdef}. \quad (21)$$

В расчетах в потенциальную энергию добавлялся следующий член

$$V_{cal} = \sum_i V_{ical}, \\ V_{ical} = \begin{cases} 0 & x < x_0 \\ \exp(100(x-x_0)^2) - 1 & x \geq x_0 \approx .25 \quad x = \alpha_i, \beta_i. \end{cases} \quad (22)$$

Такая добавка обусловлена следующими причинами. В расчетах нужно много раз минимизировать потенциальную энергию по  $\alpha_i, \beta_i$  при фиксированных  $A_i, z_i$ . При этом основная трудность связана с тем, что глобальный минимум потенциальной энергии, параметризованной в форме (19-20), лежит в области больших значений параметров  $\alpha_i, \beta_i$  и не имеет никакого отношения к проблеме.

Нас интересует локальный минимум при небольших значениях параметров деформации. Вычисление локального минимума требует введения более сложных методов. Поэтому нужно сделать искомый локальный минимум глобальным, а для этого достаточно добавить быстро растущий для больших значений параметров член, типа (22). В этом случае используемый нами стандартный метод градиентного поиска позволяет эффективно искать нужный минимум.

Теперь мы описали все входящие в (I6) величины и способы их вычисления, однако распределение (I6) зависит от 4 параметров (при фиксированных  $A_1, z_1$ ) и не слишком пригодно для моделирования, т.к. моделировать желательно одномерные распределения. Кроме того, функция распределения отлична от 0 лишь в некоторой небольшой области фазового объема. Из анализа экспериментальных данных можно сделать вывод, что определяющими параметрами являются массы осколков. При фиксированных массах все остальные параметры деления, такие как заряды, кинетические энергии и т.д., слабо флуктуируют относительно некоторых оптимальных значений. Можно с хорошей точностью ограничиться гауссовскими флуктуациями. Параметры гауссовских распределений можно извлечь из выражения (I6).

При фиксированных массах осколков, их оптимальные заряды и параметры деформации определяются из следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial F}{\partial z^2} (A_1, A_2) = 0 & F = \Delta M_w + (\Delta M - \Delta M_w) \frac{Q}{Sh_0} - V_{pot}, \\ \frac{\partial U_{pot}}{\partial x} = 0 & x = \kappa_i, \beta_i \quad i = 1, 2, \\ A_2 = 4 - A_1 & z_2 = z_f - z_1. \end{cases} \quad (23)$$

Флуктуации параметров  $z_i, \kappa_i, \beta_i$  можно моделировать

по законам

$$\begin{aligned} w(dz) &\sim \exp \left\{ -\frac{1}{2T} \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} dz^2 \right\}, \\ w(dx) &\sim \exp \left\{ -\frac{1}{2T} \frac{\partial^2 U_{pot}}{\partial x^2} dx^2 \right\}. \end{aligned} \quad (24)$$

Производные берутся в точках, соответствующих оптимальным значениям найденным из системы (23). Поскольку система (23) довольно сложна, а при моделировании нужно много раз её минимизировать, на практике пришлось использовать следующее упрощение, разделяющее систему уравнений (23)

$$F(A_1, A_2) \approx \Delta M_w - V_{pot}(\alpha_i, \beta_i = 0). \quad (25)$$

Приведенные выше формулы позволяют построить следующий алгоритм моделирования.

0. Информация на входе :  $A_f, z_f, \bar{P}_f, E_{ex}$ .
1. При данных  $A_f, z_f, E_{ex}$  рассчитываем температуру (15).
2. При фиксированных  $A_1, A_2 = A_f - A_1$  находим, используя (23, 25)  $z_{1opt}, z_{2opt} = z_f - z_{1opt}$ .
3. Используя (19-22), находим  $\alpha_{iopt}, \beta_{iopt}, V_{pot}(\alpha_{iopt}, \beta_{iopt})$ .
4. Разыгрываем истинные значения  $z_i, \alpha_i, \beta_i$  по распределениям (24) и вычисляем для этих значений  $V_{pot}(A_i, z_i, \alpha_i, \beta_i)$  и энергию возбуждения осколков

$$E'_{ex} = E_{ex} + \Delta M - V_{pot}.$$

- Если  $E'_{ex} < 0$ , то вероятности этого канала приписывается нулевое значение. Если  $E'_{ex} > 0$ , то вероятность вычисляется на основе выражения (16). В этом случае вероятность и все вычисленные ранее характеристики данного канала запоминаются. Таким образом, просматриваются все значения параметра  $A_1 \in (30, A_f/2)$ .
5. Разыгрываем канал, реализовавшийся в данном событии деления, используя накопленный набор вероятностей.
  6. Вычисляем энергию возбуждения осколков, используя формулу

$$E_{ex}^i = \frac{E_{ex}^i A_i}{A_f} + E_{def}^i$$

(это наиболее вероятные термодинамические значения).

7. Вычисляем кинетическую энергию осколков

$$E_k = v_c + 1/2 T$$

(заметим, что для простоты мы пренебрегаем функциями величин  $E_{ex}^i, E_k$ ).

8. Разыгрываем угол вылета осколков в их системе центра масс в предположении, что он распределен изотропно.

9. Используя  $\overline{P_f}$ , перейдем в лабораторную систему.

10. Моделируем процесс испарения частиц из осколков с помощью равновесной испарительной части программы.

Таким образом, данный алгоритм позволяет рассчитать все наблюдаемые характеристики деления, за исключением моментов ядер.

Для экономии счетного времени во многих задачах можно подавить флуктуации относительно оптимальных значений параметров. Например, массовые спектры осколков оказались мало чувствительными к флуктуациям. Возможно, что расчеты более тонких характеристик, таких как массовые спектры различных изотопов, потребуют использования полного алгоритма.

### 3. Обсуждение результатов

Изложенный выше алгоритм моделирования деления близок к тому, который используется другими группами (см., напр., [6], [20], [21]).

Однако при разыгрывании различных вероятностных распределений мы использовали термодинамическую модель вместо обычно используемой модели Фонта [18]. Этот выбор связан с тем, что расчеты по модели Фонта, как правило, лишь качественно воспроизводят эксперимент, особенно при небольших энергиях возбуждения (см. [6], [20], а также

рис.3,4). Вместе с тем термодинамическая модель деления применялась раньше лишь для расчетов массовых спектров низкоэнергетического деления. Поэтому прежде чем проводить детальное сравнение с экспериментом и фитирование свободных параметров модели  $\nu_f$ ,  $E_{cut}$ ,  $T_0$  нужно было оценить, как работает версия "в целом". Для этого мы провели несколько расчетов сечений деления и массовых спектров осколков. Результаты сравнения с экспериментом выявили следующую картину.

1. Расчетные сечения деления урана протонами с энергией 70-1500 МэВ хорошо согласуются с экспериментом при  $E_{cut} = 20$  МэВ,  $\nu_f = 1.07$ . Чтобы воспроизвести экспериментальные сечения деления висмута, параметр  $\nu_f$  приходится варьировать в пределах 1.2.-1.3 (см. рис.1). Заметим, что используемые значения параметра  $\nu_f$  не противоречат теоретическим оценкам [19].

2. Расчетные спектры масс хорошо совпадают с экспериментальными как по форме, так и по абсолютной величине. Примечательно, что расчеты воспроизводят характерные провалы в спектрах масс деления при низких энергиях возбуждения (см. рис.2-4)

Детальному сравнению с экспериментом мы рассчитываем посвятить отдельную работу.

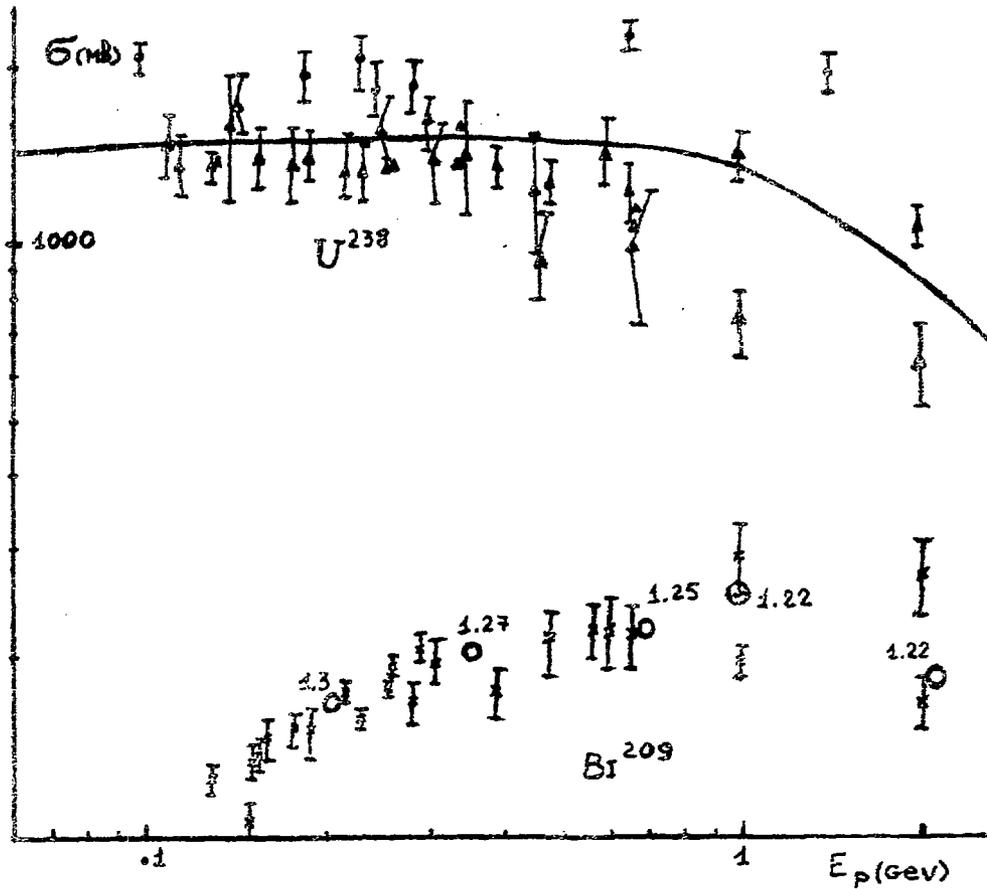


Рис. I Сечения деления ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{209}\text{Bi}$  протонами. Результаты расчетов — непрерывная кривая для урана и светлые кружки для висмута. Статистические ошибки расчета около 10%. Числа рядом с кружками — значения параметра  $\beta_f$ . Темными кружками, треугольниками, крестиками нанесены, соответственно, экспериментальные значения неупругих сечений на уране, сечений деления на уране, сечений деления на висмуте. Используемые экспериментальные данные собраны в работе [6].

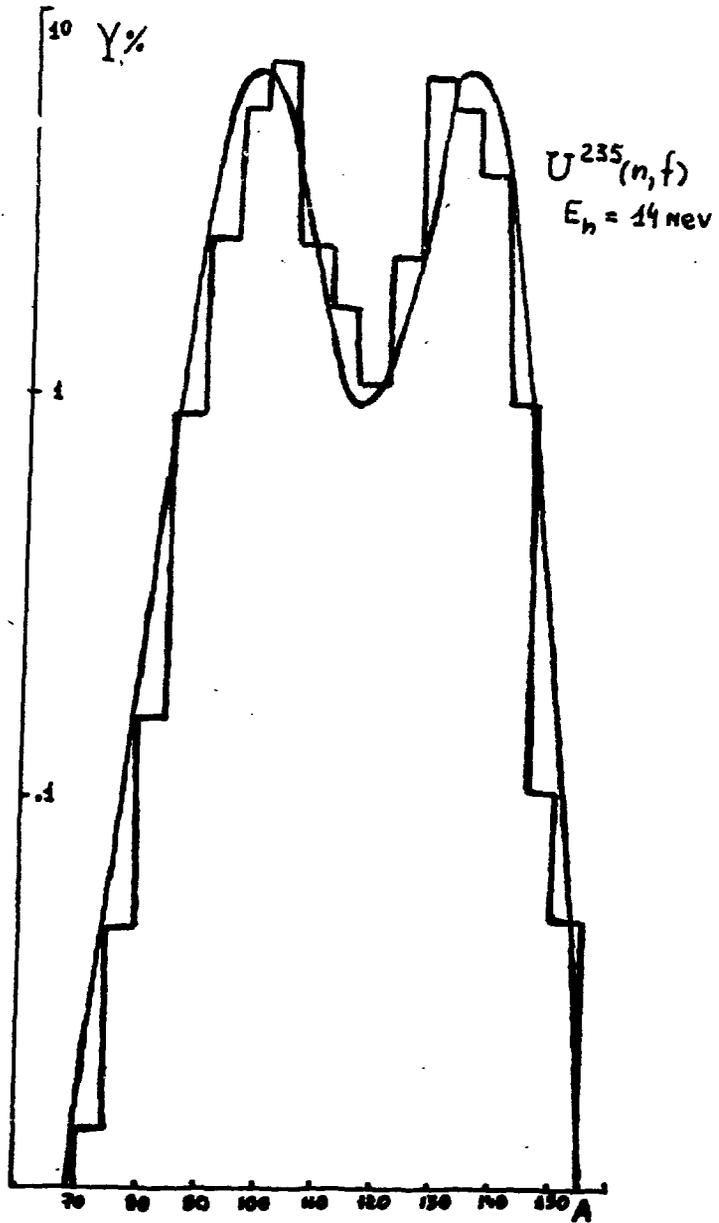


Рис.2 Массовые спектры деления ядер  $^{235}\text{U}$  нейтроном с энергией 14 МэВ. Гистограмма — расчет, экспериментальные данные из работы /31/.

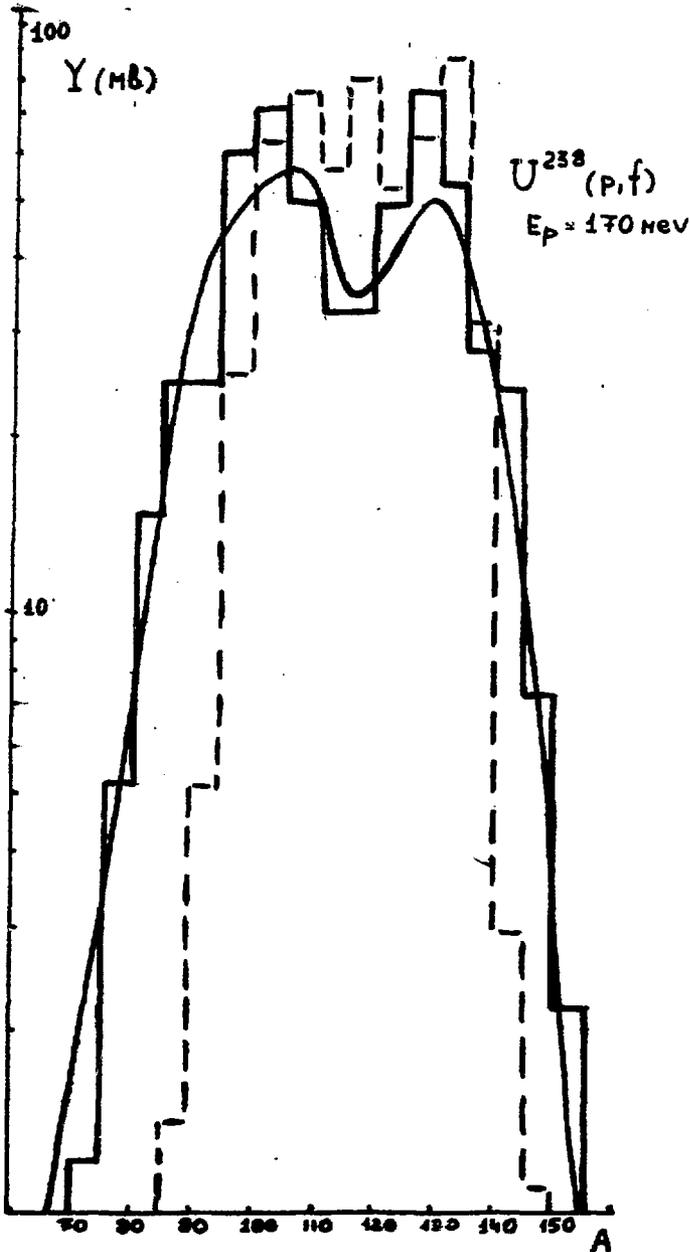


Рис. 3 Массовые спектры деления ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 170 МэВ. Сплошная гистограмма — наш расчет, штрихованная — расчет по модели Фонга /18/ из работы /33/. Экспериментальные данные из работы /30/.

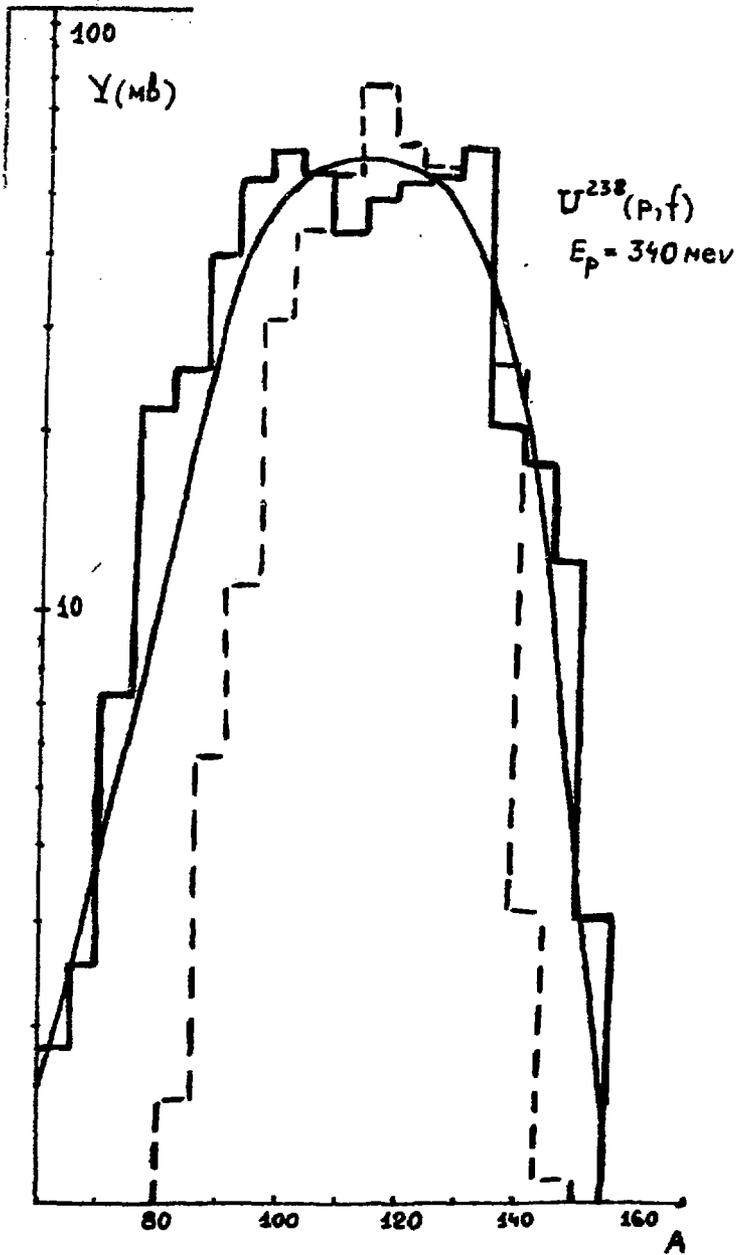


Рис. 4 Массовые спектры деления ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 340 МэВ. Обозначения те же, что и на рис. 3. Экспериментальные данные из работы [32].

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Лобов Г.А. и др. М., Препринт ИТЭФ, 1983, №91
2. Сибирцев А.А., Степанов Н.В., Требуховский Ю.В. М., Препринт ИТЭФ, 1985, №129
3. Сибирцев А.А., Степанов Н.В., Требуховский Ю.В. М., Препринт ИТЭФ, 1983, №184
4. Сибирцев А.А., Степанов Н.В., Требуховский Ю.В. -ЯФ, 1985, т.42, вып.2, стр.482
5. Нестеров М.М. и др. М., Препринт ИТЭФ, 1985, №26
6. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.; Атомиздат, 1972
7. Dostrovsky I., Fraenkel Z., Winsberg L. -Phys.Rev., 1960, v.118, p.781
8. Bohr N., Wheeler J.W. -Phys.Rev., 1939, v.56, p.426
9. Myers W.D., Swiatecki W.J. -Nucl.Phys., 1966, v.81, p.1
10. Burnet D.S. et al. -Phys.Rev., 1964, v.134, p.952
11. Unizenga J.K., Changhry R., Vandenbosh R. -Phys.Rev., 1962, v.126, p.210
12. Hyde E.K. The nuclear properties of the heavy elements. Part 3. Fission Phenomena. Prentice Hall, Englewood Cliffs. New Jersey, 1964
13. Halpern I. -Am.Rev.Nucl.Sci., 1959, v.9, p.245
14. Friencel S., Metropolis N. -Nucl.Phys.Rev., 1947, v.72, p.914
15. Sikkeland T., Ghiorso A., Nurmia M.J. -Phys.Rev., 1967, v.172, p.1232
16. Nahm R.L., Bertini H.W. -Phys.Rev., 1972, C6, p.660
17. Alsmiller F.S. et al. -Nucl.Sci.and Eng., 1981, v.79, p.147
18. Fong P. Statistical Theory of Fission. New York, 1969
19. Reinsdorf W. - Z.Phys., 1981, A300, p.227

20. об. Актуальные вопросы физики деления. под ред. Колобашкина В.М. М.: МИИТ, 1983
21. Андроненко Л.Н. и др. Препринт ИЯФ, 1983, №882
22. Игнатик А.В., Истеков К.К., Смиренин Г.Н.  
—ЯФ, 1975, т.21, стр.485
23. Гаршин А.Ф., Ефременко А.Д., Калачев Ю.Л. в об. Экспериментальные методы ядерной физики высоких и низких энергий. М.: Энергоиздат, 1982, стр.54-61
24. Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasman R.R.  
—Phys.Rev., 1976, C14, p.1832
25. Киттель Ч. Статистическая термодинамика. М.: Наука, 1977
26. Бор О., Маттельсон Б. Структура атомного ядра. т.I  
М.: Мир, 1977
27. Kishmel H. et al.—Nucl.Phys., 1966, v.81, p.129
28. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер.  
М.: Атомиздат, 1974
29. Perring J.K., Story J.S.—Phys.Rev., 1955, v.98, p.1525
30. Pappas A.S.—J.Inorg.Nucl.Chem., 1966, v.28, p.1769
31. Crouch E.A.C.—At.Data and Nucl.Data Tables, 1977, v.19,  
p.1-529
32. Hicks H.G., Gilbert R.S.—Phys.Rev., 1955, v.100, p.1284
33. Barashenkov V.S., Sklyarov S.Ju. Preprint JINR, 1979,  
E2-12902

Н.В.Степанов

Статистическое моделирование деления возбужденных атомных ядер.  
I. Формулировка модели.

Редактор И.Н.Ломакина

Корректор О.М.Сильковникова

Работа поступила в ОНТИ 12.05.87

---

Подписано к печати 19.05.87 Т12582 Формат 60x90 1/16  
Офсетн.печ. Усл.-печ.л.1,25. Уч.-изд.л.0,9. Тираж 160 экз.  
Заказ 81 Индекс 3624 Цена 13 коп.

---

Отпечатано в ИГЭФ, П17259, Москва, Б.Черемушкинская, 25

