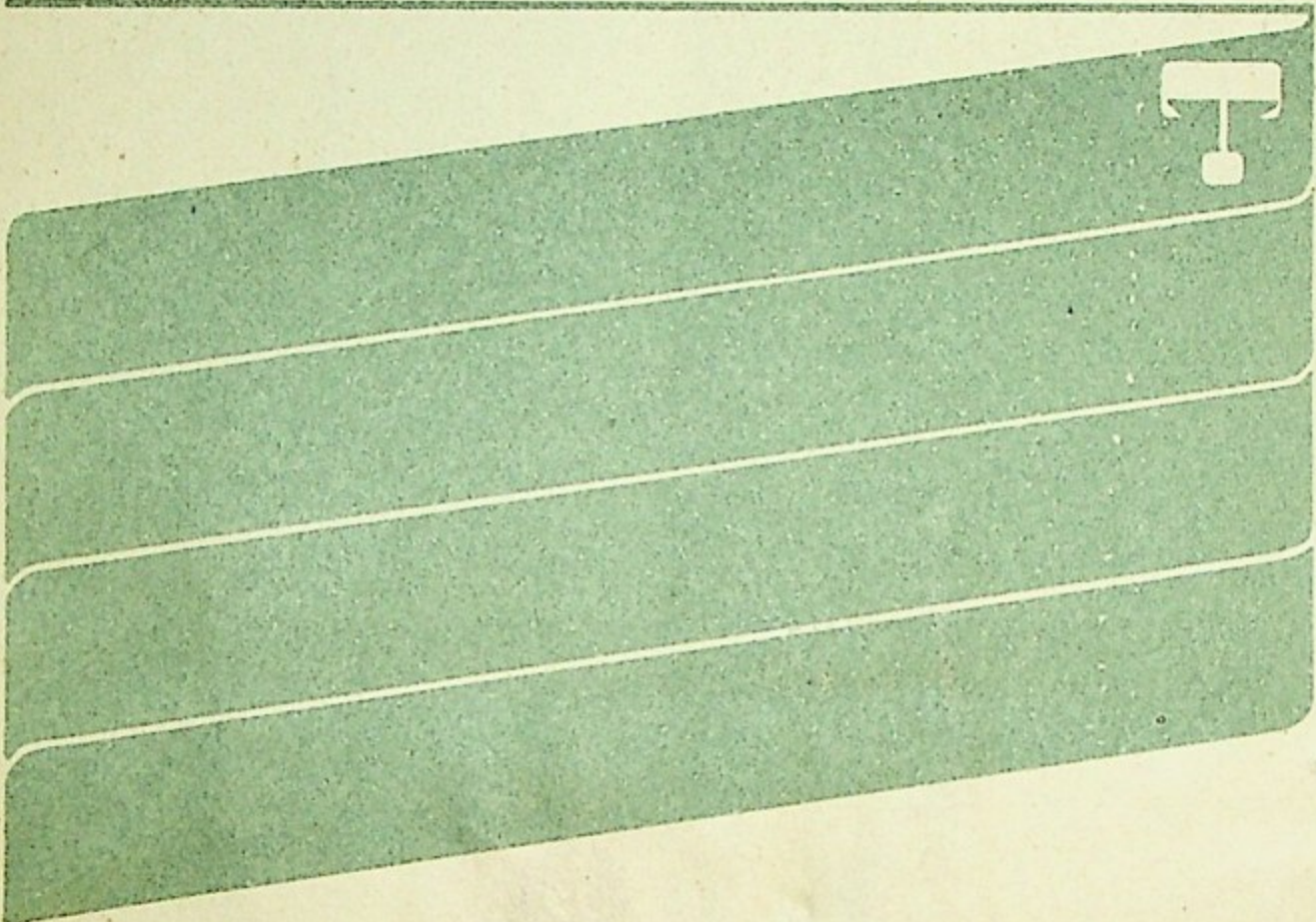


539.1  
В-81

93

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ



ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ  
МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ  
НЕЗАМЕДЛЕННЫХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ  
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Москва 1984



539.1  
В-81

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР.

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ  
МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ  
НЕЗАМЕДЛЕННЫХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ  
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Утверждено  
в качестве учебного пособия  
редсоветом института



Москва 1984

Библиотечный  
фонд  
НИЯУ МИФИ  
г. Москва

Времяпролетный метод исследования незамедленных продуктов деления тяжелых ядер. - М.: Изд. МИФИ, 1984. - 36с.  
Авт.: А.А. Александров, Ю.В. Пятков, А.И. Слюсаренко, С.Д. Чигирь, А.Н. Шеметов.

Настоящее издание представляет собой описание лабораторной работы для студенческой исследовательской лаборатории (СИЛ) на исследовательском реакторе МИФИ.

Работа в СИЛ является одним из завершающих этапов подготовки инженера-физика. Обучение проводится на базе реальной физической установки - времяпролетного спектрометра незамедленных продуктов деления тяжелых ядер, выполненной на вертикальном экспериментальном канале реактора и работающей на линии с ЭВМ.

Лабораторная работа рассчитана на студентов, специализирующихся в исследованиях по физике деления и автоматизации физических экспериментов.

Рецензенты:  
А.Н.Мезенцев, А.М.Никитин.

Цель лабораторной работы: освоение времяпролетного метода — одного из наиболее информативных методов исследования незамедленных продуктов деления тяжелых ядер.

## ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ И ИХ ОПИСАНИЕ

Деление — это коллективный ядерный процесс, в котором делящееся ядро (обычно тяжелое ядро из семейства актинидов) претерпевает настолько большие деформации, что разрывается на два осколка сравнимых, но чаще всего неравных масс [1].

Процесс деления от образования исходного делящегося ядра до получения конечных стабильных продуктов деления принято разделять на три больших этапа:

1) эволюция делящейся системы от образования начального состояния до разрыва;

2) кулоновское расталкивание и мгновенное снятие возбуждения осколков от момента их образования до момента перехода продуктов деления в основное состояние, чаще всего радиоактивное;

3)  $\beta$ -распад продуктов деления до тех пор, пока не образуются конечные стабильные ядра.

Используемые в настоящей работе экспериментальные методы позволяют исследовать, хотя и косвенно, наиболее трудный для изучения первый этап деления.

Теоретически эволюция ядра от начального состояния до разрыва может быть описана как "путь деления" в пространстве параметров деформации ядра. Такое описание требует задать параметрически (параметризовать) форму ядра.

### Параметризация формы ядра

Форма ядра в заданном состоянии может быть описана с помощью коллективных деформационных координат  $S_i$ . Совокупность этих параметров обозначается обычно

$$\{S\} = (S_1, S_2, \dots, S_i, \dots, S_n). \quad (1)$$

Чем сложнее форма ядра, тем больше  $n$ . Состояние ядра с определенной деформацией представляется, таким образом, точкой

в пространстве параметров деформации  $\{S\}$ . Путь деления, проходящий ядром до разрыва, представляется линией в том же пространстве.

Для малых деформаций ядро можно описать рядом сферических гармоник

$$R(\theta, \varphi) = R_0 A(\{\alpha_{\lambda\mu}\}) \cdot \left[ 1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \varphi) \right]. \quad (2)$$

В этом разложении учитываются лишь члены с  $2 \leq \lambda \leq n$ ,  $R_0$  — радиус ядра (если оно сферическое),  $A(\{\alpha_{\lambda\mu}\})$  — коэффициенты, зависящие от параметров  $\alpha_{\lambda\mu}$ , подбираемых из условия постоянства объема ядра. Ядро считается несжимаемым.

При больших деформациях ядро принимает сложную форму, особенно вблизи от точки разрыва, где образуется перетяжка, которая и вызывает в конце концов развал ядра на два осколка. Для описания таких форм ряд (2) мало пригоден, так как приходится учитывать весьма большое количество членов (коэффициентов  $\alpha_{\lambda\mu}$ ). К тому же  $R(\theta, \varphi)$  — однозначная функция  $\theta$  и  $\varphi$ , в то время как в точке разрыва радиус-вектор  $\vec{r}$  может пересекать поверхность ядра многократно (рис. 1).

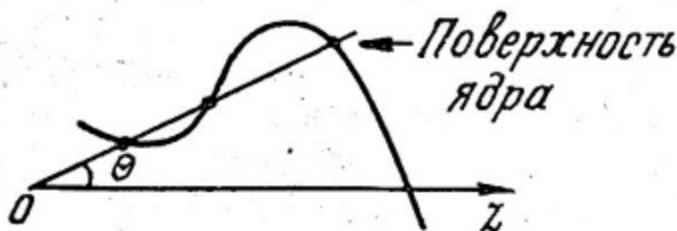


Рис. 1

В этом случае выбирают более удобную параметризацию. Например, для обладающего аксиальной симметрией ядра можно определить форму в системе координат с двумя центрами. Такая параметризация хороша для описания последней фазы деления на участке от седловой точки до разрыва, во время которой происходит формирование осколков.

#### Барьер деления

(модель жидкой капли)

Изменение потенциальной энергии ядра  $V(\{S\})$  в зависимости от удлинения  $S_1$  представлено для  $^{240}\text{Pu}$  на рис. 2. В основном

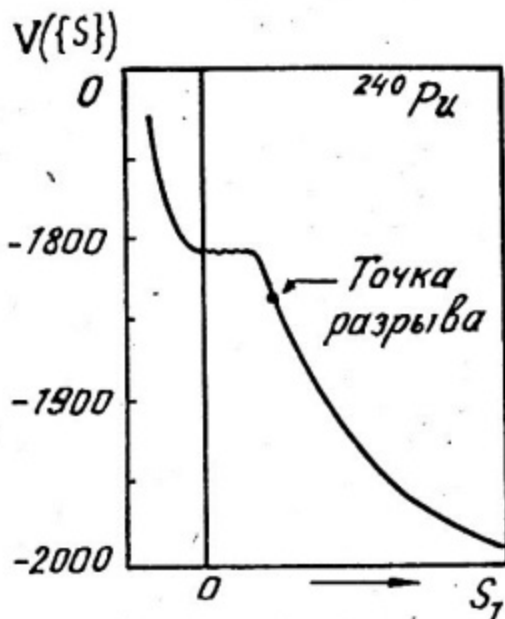


Рис. 2

состоянии ядро находится в потенциальной яме с энергией  $-1815 \text{ МэВ}$  по отношению к энергии полностью разделенных и помещенных на бесконечно далекое расстояние нуклонов. При этом энергия связи на нуклон есть  $B/A = 1815/240 = 7,65 \text{ МэВ/нукл}$ . Для того чтобы разделиться, система должна пройти зону с более высоким потенциалом, называемую барьером деления. После точки разрыва потенциальная энергия есть просто энергия кулоновского взаимодействия двух осколков, изменяющаяся как  $\frac{1}{r}$  (где  $r$  — расстояние между центрами осколков).

Барьер деления отсчитывается от уровня потенциальной энергии ядра  $V(\{S\})$ . В свою очередь  $V(\{S\})$  определяется как самый низкий по энергии уровень ядра при деформации  $\{S\}$  в отсутствие всякого коллективного движения. Потенциальную энергию  $V(\{S\})$  можно представить как гиперповерхность в пространстве  $(n+1)$  измерения (1 измерение для  $V(\{S\})$  и  $n$  — для  $\{S\}$ ).

Упрощенное изображение  $V(\{S\})$  получается, если все параметры деформации, кроме двух —  $S_1$  и  $S_2$ , зафиксировать (обычно на нулевом уровне) и нарисовать линии  $V = \text{const}$  на плоскости  $(OS_1, OS_2)$  (рис. 3).

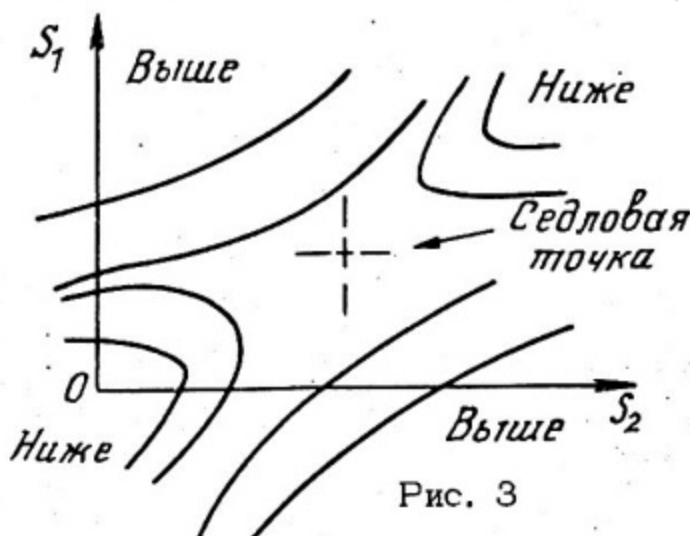


Рис. 3

Самое простое представление  $V(\{S\})$  — одномерное, когда  $V(\{S\})$  изображается как функция единственной координаты  $S$ , отвечающей обычно удлинению ядра. Остальные параметры  $S_i (i \neq 1)$  или остаются зафиксированными (обычно  $S_i = 0$ ) или для каждого значения  $S$  выбирается набор  $S_i (i \neq 1)$ , доставляющий  $V(\{S\})$  минимум.

Барьер деления играет определяющую роль в явлении деления. Как следует из ранее сказанного, барьер деления есть лишь малая вариация по сравнению с полной энергией связи, что делает задачу вычисления характеристик барьера деления чрезвычайно сложной.

Седловая точка  
(модель жидкой капли)

Седловая точка — это точка на гиперповерхности потенциальной энергии в пространстве параметров деформации, для которой

$$\frac{\partial V(\{S\})}{\partial S_i} = 0 \quad (i=1, 2, \dots, n). \quad (3)$$

В представлении одного измерения (рис. 4) седловая точка соответствует максимуму барьера деления. В многомерном представлении энергия  $V(\{S\})$  имеет максимум по параметру  $S$  (удлинение), но минимум для других параметров.

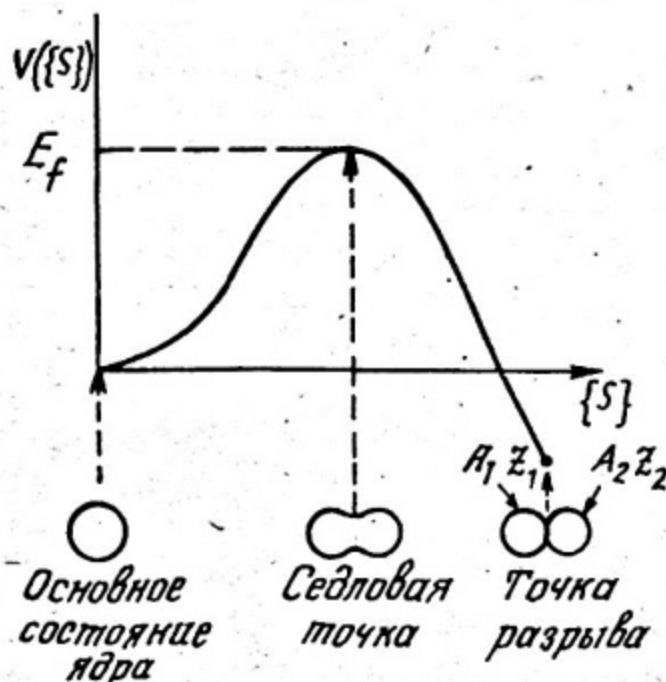


Рис. 4

Поведение  $V(\{\mathcal{S}\})$  в окрестности седловой точки показано на рис. 3 для случая двух измерений (параметров  $\mathcal{S}_1$  и  $\mathcal{S}_2$ ); из рисунка ясно и происхождение названия "седловая точка".

В модели жидкой капли (м.ж.к.) получается единственная седловая точка, так как система из  $n$  уравнений (3) имеет единственное решение. В одномерном представлении (м.ж.к.) говорят, что барьер деления "одногогорбый", но не во всех моделях это так. Например, для актинидов в макроскопическо-микроскопической модели Струтинского барьер деления имеет два горба.

В седловой точке деформация уже достаточно велика. Отношение значений максимального и минимального радиусов жидкой капли близко к 2:  $R_{max}/R_{min} \approx 2$  (в седловой точке).

Значение энергии  $V(\{\mathcal{S}\})$  в седловой точке, отсчитанное от уровня энергии ядра при нулевой деформации, называется высотой барьера деления  $E_f$ :

$$V(\{\mathcal{S}\})_{\text{седл. точки}} - V(\{\mathcal{S}_0\}) = E_f. \quad (4)$$

В некоторых случаях из этого значения  $E_f$  вычитают энергию  $\frac{1}{2} \hbar \omega_0 \approx 0,5$  МэВ колебаний ядра в основном состоянии.

#### Точка разрыва (модель жидкой капли)

После прохода через седловую точку делящаяся система эволюционирует чрезвычайно быстро и необратимо к разрыву. Происходит удлинение ядра, которое приводит сначала к образованию двух фрагментов (осколков), а затем с ростом деформации — к разрыву ядра. В точке разрыва ядро представляет собой два осколка  $(A_1, Z_1)$  и  $(A_2, Z_2)$ , называемых первичными осколками (см. рис. 4).

При фрагментации ядра приближенно сохраняется распределение заряда в ядерной материи. Таким образом, можно записать:

$$\frac{Z_1}{A_1} \approx \frac{Z_2}{A_2} \approx \frac{Z}{A^*}. \quad (5)$$

Осколки сильно деформированы в точке разрыва, так как непосредственно перед разрывом они находились под воздействием ядерных сил притяжения.

Бажную роль в движении ядра от седловой точки к точке разрыва могут играть эффекты ядерной вязкости. Это движение

развивается за чрезвычайно малый интервал времени, в течение которого энергия коллективных степеней свободы перекачивается во внутренние степени свободы. При разрыве, таким образом, осколки тем более возбуждены, чем больше вязкость системы.

Баланс энергии при разрыве можно представить в следующем виде:

$$E^*(A^*, Z) = \sum_{i=1,2} E^*(A_i, Z_i) + [V_{sc}(\{\delta\}) - V(0)] + E_K^{sc}, \quad (6)$$

где  $E^*(A^*, Z)$  — энергия возбуждения делящейся системы в начальном состоянии ( $E^*(A, Z) = 0$  для спонтанного деления);  $E^*(A_i, Z_i)$  — энергия возбуждения  $i$ -го осколка в точке разрыва;  $V_{sc}(\{\delta\})$  — потенциальная энергия при разрыве (она включает энергию деформации  $E_d(A_i, Z_i)$  обоих осколков);  $E_K^{sc}$  — кинетическая энергия системы в момент разрыва, называемая также "предразрывная кинетическая энергия".

Естественно, что

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1,2} Z_i &= Z; \\ \sum_{i=1,2} A_i &= A^*. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Из выражения (6) следует, что в момент разрыва система состоит из двух касающихся деформированных и возбужденных осколков, уже обладающих некоторой кинетической энергией. Величина вкладов  $E_K^{sc}$  и  $\sum_i E^*(A_i, Z_i)$  зависит от того, насколько велико в процессе деления влияние ядерной вязкости. Чем больше это влияние, тем больше член  $\sum_i E^*(Z_i, A_i)$  по сравнению с  $E_K^{sc}$ .

#### Статические и динамические аспекты деления

При рассмотрении сложных эволюций ядра от начального состояния до разрыва в терминах коллективных координат следует учитывать статику и динамику процесса деления.

Статическое описание сводится просто к заданию потенциальной энергии  $V(\{\delta\})$  системы как функции деформации  $\{\delta\}$ .

Описание динамики процесса требует анализа эволюции системы во времени. При этом параметры  $\delta_i$  зависят от времени, и надо, следовательно, писать  $\delta_i(t)$ . Для определенной деформации  $\{\delta\}$  в момент  $t$  можно выделить два типа динамических эффектов.

1. Кинетическая энергия  $T$  представляется в виде:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{ij} B_{ij}(\{\delta\}) \dot{\delta}_i \dot{\delta}_j, \quad (8)$$

где  $\dot{\delta}_i = \frac{\partial \delta_i}{\partial t}$ ;  $B_{ij}$  — тензор массы.

Выражение (8) для кинетической энергии есть обобщение на случай  $n$  измерений обычной формулы  $T = \frac{1}{2} m v^2$ , справедливой для одного измерения.

О тензоре масс  $B_{ij}$  известно мало — только то, что он есть мера участия системы в коллективном движении для определенного  $\{\delta\}$ . К тому же  $B_{ij}$  сильно меняется в зависимости от деформации.

В дальнейшем эти тонкие моменты во внимание приниматься не будут — чаще всего будет рассматриваться сильно упрощенный случай 1-го измерения (единственный параметр деформации) и  $B$  — константа.

2. Ядерная вязкость. Рассматривается явление диссипации, которое в микроскопическом плане аналогично классической вязкости для макроскопической системы. Если деформируется вязкая капля, часть кинетической энергии переходит в тепло. Этот эффект учитывается в уравнениях движения введением диссипативной силы Релея:

$$F = \frac{1}{2} \sum_{ij} \pi_{ij}(\{\delta\}) \dot{\delta}_i \dot{\delta}_j, \quad (9)$$

где  $\pi_{ij}(\{\delta\})$  — тензор вязкости, зависящий от деформации.

В случае ядра в микроскопическом плане ядерная вязкость есть выражение связи между коллективными степенями свободы (т.е. параметрами  $\delta_i$ , определенными выше) и внутренними степенями свободы (т.е. теми, которые описывают индивидуальное движение нуклонов внутри ядра). Благодаря этой связи осуществляется обмен энергией между коллективными модами движения (кинетическая энергия) и внутренними степенями свободы (движение отдельных нуклонов — энергия возбуждения ядра). При полном отсутствии вязкости, т.е. для очень текучей системы, энергия, доступная ядру, проявляется в форме кинетической энергии. И наоборот, для очень вязкой системы, кинетическая энергия все время очень мала, так как она немедленно преобразуется в энергию возбуждения.

3. Формирование первичных продуктов деления. Явления, происходящие после разрыва, характеризуются отсутствием ядерных сил между осколками, которые на первом этапе после разрыва расталкиваются только за счет кулоновских сил. В пер-

вом приближении кулоновскую энергию  $V_C$  в точке разрыва можно оценить, считая осколки сферическими, касающимися друг друга. Получим:

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (10)$$

Численные оценки удобно делать, вводя постоянную тонкой структуры  $\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ :

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \hbar c, \quad (11)$$

так как  $\hbar c = 197 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}$  и  $r_0 \approx 1,2 \text{ фм}$ , то

$$V_C = 1,2 \frac{Z_1 Z_2}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \text{ МэВ}; \quad (12)$$

в целях дальнейшего упрощения оценим  $V_C$  для симметричного деления:

$$\left. \begin{aligned} Z_1 = Z_2 = Z/2; \\ A_1 = A_2 = A^*/2; \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$V_C = 1,2 \cdot 2^{-2/3} \frac{Z^2/4}{A^{*1/3}} = 0,188 \frac{Z^2}{A^{*1/3}} \text{ МэВ}, \quad (14)$$

для симметричного деления  $^{236}\text{U}$  получим  $V_C = 257 \text{ МэВ}$ . Это значение по порядку такое же, как полная кинетическая энергия осколков, но оно слишком велико по сравнению со значением, известным из эксперимента. Несовпадение с экспериментальными данными свидетельствует о том, что принятые при расчете гипотезы не слишком реалистичны. Для получения меньшего правдоподобного значения кулоновской энергии необходимо принять во внимание деформацию осколков, из-за которой возрастает расстояние между центрами зарядов осколков и, следовательно, уменьшается кулоновская энергия. Эволюция делящейся системы во времени представлена на рис. 5.

В процессе расталкивания кулоновскими силами осколки быстро набирают кинетическую энергию. Около 90% кинетической энергии  $E_K^C = V_C$  приобретается за время  $\sim 1,3 \cdot 10^{-20} \text{ с}$ , за которое осколки расходятся на расстояние  $2 \cdot 10^{-11} \text{ см}$ . Это расстояние достаточно мало, так что осколки еще остаются внутри электронных оболочек делящегося ядра.

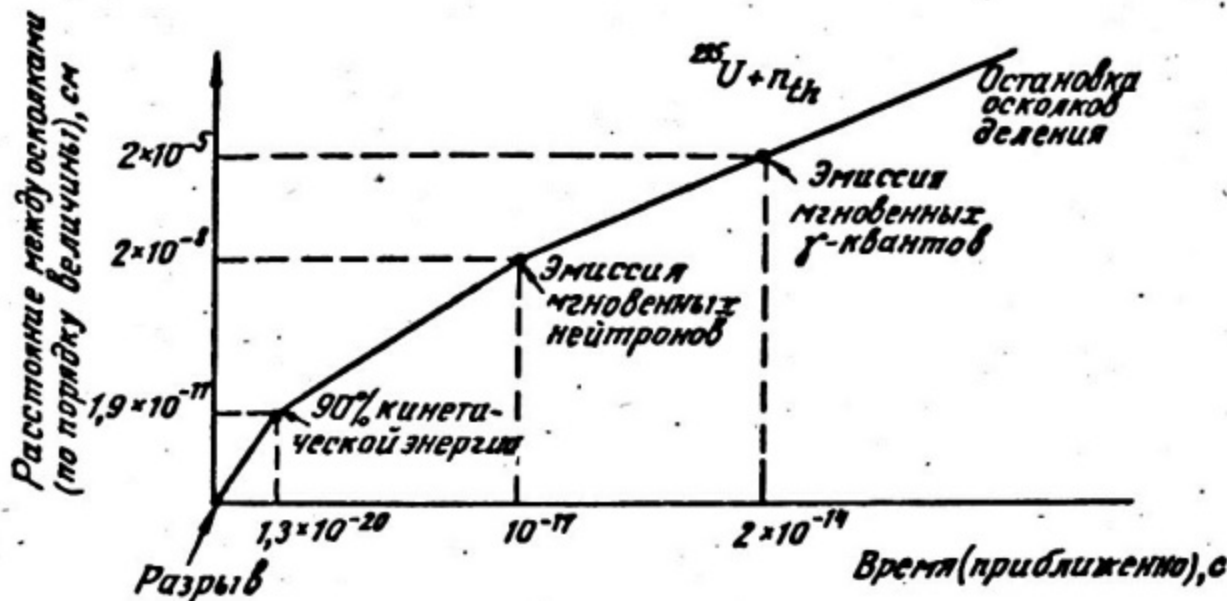


Рис. 5

В полете сумма ( $E^* + E_d$ ) начальной энергии возбуждения ( $E^*$ ) и деформации ( $E_d$ ) каждого из первичных осколков по разному перераспределяется между возбуждением и деформацией осколка. В отсутствии ядерных сил между осколками они, будучи сильно вытянуты в точке разрыва, приобретают сферическую форму и, как следствие этого, энергия деформации уменьшается, переходя в энергию возбуждения. Если этой энергии достаточно, возбуждение осколка снимается в первую очередь путем испускания одного или нескольких мгновенных нейтронов через время  $\tau_n$  так, что

$$\tau_n \approx \frac{\Gamma_n}{\hbar}, \quad (15)$$

где  $\Gamma_n$  — нейтронная ширина уровней компаунд-ядра при определенной энергии возбуждения.

Время  $\tau_n$  получается порядка  $10^{-17}$  с. К этому моменту осколки разделены расстоянием примерно  $2 \cdot 10^{-8}$  см. Эмиссия мгновенных нейтронов идет с большей вероятностью, чем испускание  $\gamma$ -квантов из-за большей интенсивности ядерных сил по сравнению с электромагнитными. Эмиссия протонов или других заряженных частиц ( $d$ ,  $\alpha$  и т.д.) сильно задерживается из-за кулоновского барьера.

Эмиссия мгновенных нейтронов продолжается, пока энергия возбуждения остаточного ядра не станет меньше  $\delta_n$ .

При меньших, чем  $\delta_n$ , энергиях возбуждения более вероятным становится испускание  $\gamma$ -квантов (продолжающееся до времени порядка  $2 \cdot 10^{-5}$  с).

Осколки оказываются или в основном состоянии или в изомерном с относительно большим временем жизни. Вкладом изомерных состояний для простоты пренебрежем, считая, что все осколки сразу переходят в основное состояние.

Если делящееся ядро изолировано в вакууме, осколки расталкиваются кулоновскими силами, пропорциональными  $\frac{1}{r^2}$ , вплоть до бесконечного расстояния между ними и только на бесконечности они наберут полную (конечную) кинетическую энергию  $E_K^T$ .

Баланс энергий в этом случае такой:

- энергия в точке разрыва

$$V_{sc} = V_C + \sum_{i=1,2} V(A_i, Z_i) + E_d(A_i, Z_i); \quad (16)$$

- потенциальная энергия ядра  $i$  в основном состоянии  $V(A_i, Z_i)$ ;

- кинетическая энергия  $E_K^T$  на  $\infty$  после мгновенного снятия возбуждения:

$$E_K^T = V_C + E_K^{sc} + \Delta E_K^R \quad (17)$$

(где  $\Delta E_K^R$  - корректирующая добавка к доступной для осколка энергии, вводимая для учета отдачи осколков из-за испускания нейтронов и  $\gamma$ -квантов);

- сохранение энергии в процессе снятия возбуждения (мгновенные процессы)  $i$ -го осколка, испустившего  $\nu_i$  мгновенных нейтронов:

$$E^*(A_i, Z_i) + E_d(A_i, Z_i) = E_d(A_{fi}, Z_i) + \sum_{k=1}^{\nu_i} \delta_n(A_i - k + 1, Z_i) + \sum_{k=1}^{\nu_i} E_{nk}^{fi} + E_i^l + \Delta E_K^R. \quad (18)$$

В этом выражении:  $E_d(A_{fi}, Z_i)$  - энергия деформации  $i$ -го конечного осколка деления в его основном состоянии (полагают  $A_{fi} = A_i - \nu_i$ , где  $\sum_i A_{fi} = A^* - \nu_p$ );  $\delta_n(A_i - k, Z_i)$  - энергия от деления нейтрона в остаточном ядре после испускания  $k$  нейтронов;  $E_{nk}^{fi}$  - кинетическая энергия  $k$ -го нейтрона, испущенного  $i$ -тым осколком;  $E_i^l$  - энергия мгновенных  $j$ -квантов, испущенных  $i$ -тым осколком;  $\Delta E_K^R$  - энергия отдачи осколка (обычно ей пренебрегают, так как  $\Delta E_K^R \ll E_K^T$ ).

Выражение можно упростить:

$$\underbrace{E^*(A_i, Z_i) + E_d(A_i, Z_i)}_{\text{Начальный осколок}} = \nu_i [\langle \delta_n \rangle + \langle E_n^{fi} \rangle] + E_d^i + \underbrace{E_d(A_{fi}, Z_i)}_{\text{Продукт деления}}, \quad (19)$$

вводя средние значения для  $\delta_n$  и  $E_n^{fi}$ . Осколок деления после испускания мгновенных нейтронов принято называть первичным продуктом деления.

### Полный энергетический баланс процесса деления

Рассмотрим баланс энергии при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами с учетом запаздывающих явлений:

Энергия, МэВ:

средняя кинетическая осколков.....	167,8 ± 0,3
кинетическая нейтронов:	
мгновенных.....	4,79 ± 0,07
запаздывающих.....	0,01
гамма-квантов, испустившихся от момента деления за время:	
менее 50 нс.....	7,5 ± 0,8
более 50 нс.....	7,7 ± 1,3
средняя $\beta$ -частиц.....	7,0 ± 0,4
	(в результате появляется 6,04 ± 0,05 $\beta$ -частиц)
средняя нейтрино.....	9,6 ± 0,5

Таким образом, полная энергия, освобождающаяся при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами, составляет 204,4 МэВ.

### Модели деления. Современное состояние [2]

Теоретическая ядерная физика начала развиваться более 30 лет назад после открытия нейтрона и установления нейтрон-протонного состава ядра. Построение теории ядра и теории одного из сложнейших ядерных процессов — деления — наталкивается на две основные трудности: во-первых, силы взаимодействия между нуклонами весьма сложны; во-вторых, даже для простого вида сил возникают значительные трудности при изучении свойств системы, состоящей из большого, но конечного числа сильно-

взаимодействующих частиц. В связи с этим развитие теории проходило по линии поисков простых моделей, т.е. совокупности упрощающих предположений как физических, так и математических, с помощью которых можно с некоторой точностью рассчитать характеристики ядерной системы.

Модель ядра как заряженной жидкой капли была предложена Н. Бором и Я.И. Френкелем и дала хорошие результаты при изучении устойчивости ядер к деформации. На основе этой модели был найден предел устойчивости ядер по отношению к делению. В рамках модели жидкой капли, по существу макроскопической, коллективной, ядро рассматривается как система сильно связанных частиц.

В альтернативной модели независимых частиц предполагается, что нуклоны движутся приблизительно свободно в усредненном поле ядра. Энергия нуклонов в среднем поле квантуется так, что группы уровней образуют оболочки, разделенные энергетическими щелями. С помощью такой модели оболочек (называемой также одночастичной моделью), созданной М. Майер, О. Хакселем, Е. Йенсенем и Х. Суиссом удалось объяснить особую устойчивость магических ядер, большое количество экспериментальных данных, касающихся свойств основных и возбужденных состояний ядер, ряд особенностей их распада.

Одночастичная модель оказалась неприменимой для предсказания энергии деформации ядра в области больших деформаций, характерных для 2 поздних стадий деления. В 1967 г. советский физик Струтинский предложил метод расчета, в котором оболочечные эффекты рассматриваются как малые отклонения от равномерного распределения энергетических уровней одночастичной модели. Затем эти отклонения учитываются как поправка к энергии, вычисленной в модели жидкой капли. Аналогично, в качестве поправки к основному — жидкокапельному — члену в полной потенциальной энергии учитывается и спаривание нуклонов с характерной энергией, зависящей от деформации.

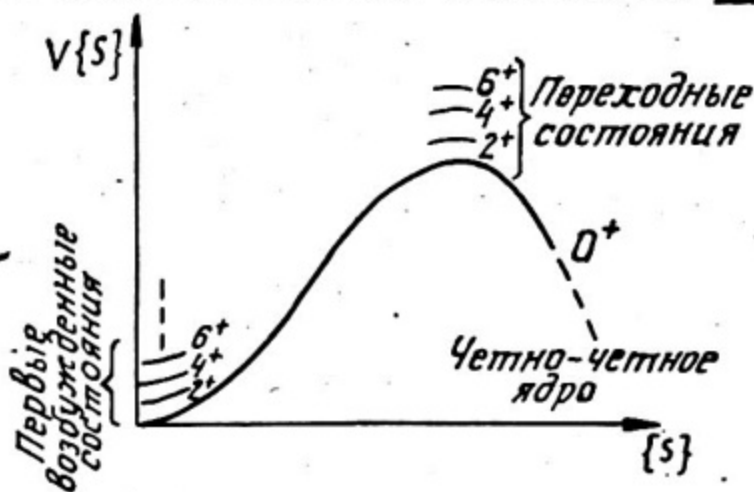
Метод Струтинского позволил детально рассчитать форму барьеров деления ряда ядер и обнаружить, в частности, наличие второй ямы на барьере деления. Физические следствия сложной структуры барьеров деления до сих пор являются предметом интенсивных экспериментальных исследований.

В статистической теории деления Фонга (1956 г.) [3, 4] предполагается существование хорошо определенной конфигурации в момент разрыва ядра. До этого за счет сильных неадиабатических эффектов в делящейся системе поддерживается ста-

статистическое равновесие между всеми степенями свободы. Последнее означает, что предполагается сильная связь между одностепенными и коллективными степенями свободы ядерной материи, т.е. она вязкая. В теории Фонга относительная вероятность различных конфигураций в точке разрыва ядра (характеризуемых массой, зарядом, деформацией и кинетической энергией касающихся осколков) пропорциональна плотности переходных\* и конечных состояний рассматриваемых осколков. После интегрирования по всем возможным деформациям осколков выражение для относительной вероятности образования осколков с зарядами  $Z_1, Z_2$  и массами  $A_1$  и  $A_2$  имеет вид:

$$Y(Z_1, A_1, Z_2, A_2) \approx \int_0^{E_m} \omega(K) dK \int_0^{E_m - K} \omega_1(K) \omega_2(E_m - K - E_1) dE_1, \quad (20)$$

\* Понятие переходного состояния введено О.Бором. По Бору вероятность деления ядра после захвата нейтрона (компаунд ядра) определяется квантовыми характеристиками делящейся системы в седловой точке (т.е. на вершине барьера деления — см. рис.). Эти квантовые состояния и называются переходными со-



стояниями. Постулируется, что энергетический спектр переходных состояний ядра, отсчитываемый от вершины барьера деления, совпадает со спектром первых возбужденных состояний ядра, отсчитываемым от основного состояния. Свойства ядра в седловой точке, характеризующиеся переходными состояниями, сохраняются до точки разрыва, так как спуск с барьера происходит чрезвычайно быстро.

где  $\omega(K)$  — плотность переходных состояний для кинетической энергии  $K$  в точке разрыва;  $\omega_1(E)$  и  $\omega_2(E)$  — плотность уровней в осколках при энергии возбуждения  $E$ ;  $E_m$  — полная доступная для осколков энергия в точке разрыва (кинетическая плюс энергия возбуждения) для наиболее энергетически выгодных деформаций осколков  $(Z_1, A_1)$  и  $(Z_2, A_2)$ . Все перечисленные модели носят ограниченный характер и описывают более или менее адекватно статические аспекты деления. Динамическая теория деления к настоящему времени еще не создана.

### Некоторые свойства процесса деления актинидов при низкой энергии

Распределение продуктов деления по массам. Будем понимать под продуктом деления ядро с массовым числом  $A_{fi}$  в основном состоянии после процессов мгновенного снятия возбуждения (нейтроны и  $\gamma$ -кванты) первичного осколка  $(A_i, Z_i)$ . Массовое число  $A_{fi}$  сохраняется во всех запаздывающих явлениях ( $\beta$ - и  $\gamma$ -радиоактивность) за исключением случая испускания запаздывающих нейтронов, реализующегося с малой вероятностью. Таким образом:

$$\sum_{i=1,2} (A_{fi} + \nu_i) = \sum_{i=1,2} A_i = A^* \quad (21)$$

где  $\nu_i$  — число мгновенных нейтронов, испущенных  $i$ -ым осколком.

Деление из одного и того же начального состояния не дает всегда одну и ту же пару продуктов деления  $(A_{f1}, A_{f2})$ , наоборот, наблюдается большая дисперсия значений  $A_{fi}$ , можно говорить, таким образом, о распределении значений  $A_{fi}$  для большого числа событий деления. Распределение представлено на рис. 6 для нескольких делящихся ядер.

В первую очередь надо отметить, что это распределение существенно асимметрично — имеет два максимума  $A_{f1}^{max} = 94$  и  $A_{f2}^{max} = 139$  (для деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами). Симметричное деление очень мало вероятно, например отношение  $\gamma(A_{fi}^{max})$  к  $\gamma(A^*/2)$  равно приблизительно 600 для деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Эта асимметрия обусловлена формой гиперповерхности потенциальной энергии  $V(\{\xi\})$ , которая имеет две долины между седловой точкой и точкой разрыва, причем дви-

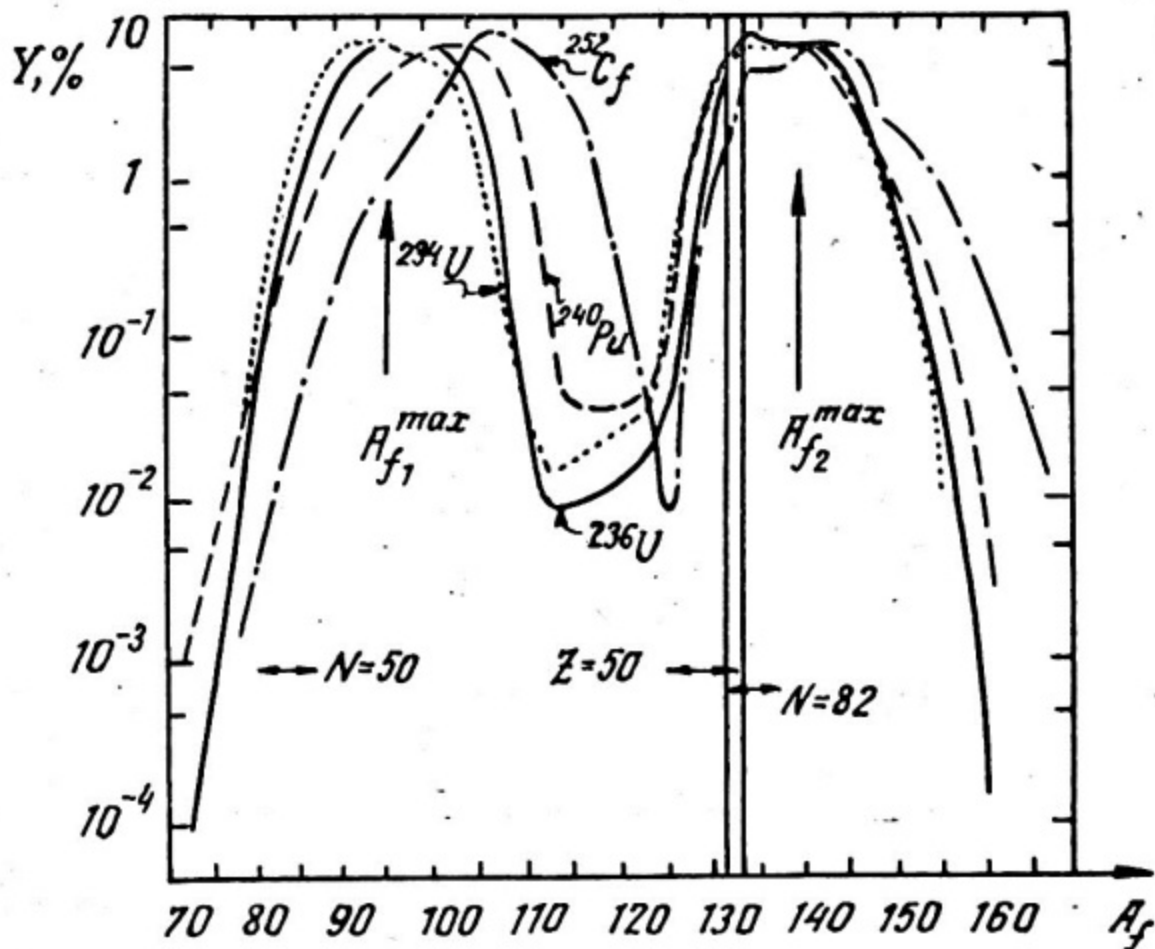


Рис. 6

жение по долине, ведущей к асимметричному делению, более вероятно. Результаты, полученные вычислением  $V(\{S\})$  с учетом эффекта оболочек, значительно более реалистичны, чем макроскопические расчеты в рамках модели жидкой капли.

Дисперсия массового распределения уменьшается с ростом массы делящегося ядра  $A^*$ . Это объясняется тем, что практически независимо от величины  $A^*$  выход ядер-осколков с числом нуклонов, близким к магическому (в окрестностях  $A = 132$ ), значительно превышает выход соседних ядер в силу особой устойчивости магических ядер. При относительно стабильном положении центра тяжелого пика увеличение  $A^*$  приводит к сдвигу легкого пика вправо, к области симметричного деления, т.е. пики на кривой массовых выходов сближаются. Оба пика сливаются в один с центром, соответствующим симметричному делению для ядра  $^{258}\text{Fm}$ , наиболее тяжелого ядра, для которого деление при низких энергиях изучено детально.

С ростом энергии возбуждения делящегося ядра  $E^*(A, Z)$  уменьшается отношение "пик-провал" в распределении продуктов деления по массам.

Качественно эффект объясняется уменьшением влияния оболочек, играющих определяющую роль в асимметрии распределения продуктов деления по массам. Хорошо известно, что по мере возрастания энергии возбуждения эффект оболочек исчезает, так как возбуждение "частица - дырка" достигает все более и более глубоких оболочек и, наконец, энергия возбуждения становится сравнимой с расстоянием (по энергии) между главными оболочками. Так качественно можно объяснить массовое распределение продуктов деления.

Зарядовое распределение. Для получения исчерпывающей характеристики разделения заряда между осколками при делении исходного ядра  $(A^*, Z)$  необходимо знать независимые выходы  $Y$ . Под независимым выходом понимается вероятность образования определенного нуклида непосредственно в результате деления, а не в результате  $\beta$ -распада соседнего по заряду изобара.

Получить полный набор экспериментальных значений  $Y$  для исходного ядра  $(A^*, Z)$  весьма трудно, поэтому обычно используют гипотезу, удовлетворительно согласующуюся с экспериментом и состоящую в том, что распределение по заряду в изобарной цепочке имеет вид гауссиана:

$$P(Z) = (cA)^{-1/2} \exp[-(Z - Z_p)^2/c], \quad (22)$$

где  $Z_p$  - наиболее вероятный заряд;  $c$  - характеристика разброса заряда относительно  $Z_p$ .

Строгая теория разделения заряда при делении до сих пор отсутствует, поэтому для нахождения параметров  $Z_p$  и  $c$  предложено несколько феноменологических постулатов. Наиболее ранний из них по времени появления - постулат неизменной зарядовой плотности (*unchanged charge distribution-UCD*), в соответствии с которым величина среднего заряда на единицу массы  $Z/A^*$  для исходного делящегося ядра сохраняется и в осколках. Более детальное изучение разделения заряда привело к гипотезе одинакового зарядового смещения (*equal charge displacement-ECD*). Предполагается, что разница между наиболее вероятным зарядом  $Z_p$  и зарядом наиболее стабильного изобара этой массовой цепочки  $Z_A$  одинакова для легкого и тяжело-

го дополнительных осколков  $(Z_p - Z_A)_A = (Z_p - Z_A)_T$ .

Наконец, в статистической теории деления Фонга  $Z_p$  может быть найдено из требования максимума полной энергии возбуждения осколков в точке разрыва или, что почти тоже самое, минимума потенциальной энергии (*minimum of the potential energy-MPE*). Соответствие перечисленных гипотез экспериментальным данным иллюстрируется на рис. 7.

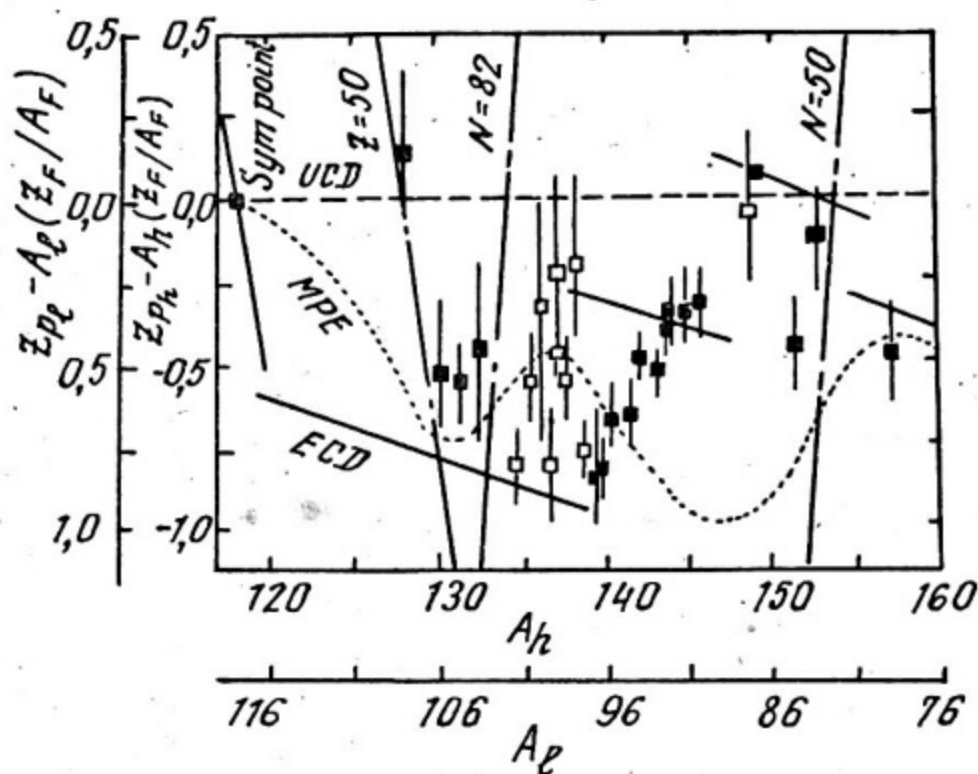


Рис. 7

Интересная особенность зарядовых распределений изобар заключается в слабом изменении ширины распределения для разных изобар и малости этой ширины. Так, для массовой цепочки  $A = 93$  при изменении заряда всего на 2 единицы от  $Z_p$  соответствующий выход  $Y(Z)$  падает почти на три порядка (деление  $^{233}\text{U}$  тепловыми нейтронами). Качественно это можно объяснить следующим образом. Как показывают расчеты, энергия, освобождающаяся при разделении ядра на осколки с зарядом  $Z_p$  и зарядом  $Z_p-2$  ( $Z_p+2$  для дополнительного осколка), отличается на величину около 6 МэВ. Вероятности двух

таких мод деления в статистической теории деления будут отличаться по порядку величины бoльцманским фактором  $\exp(-\frac{\Delta E}{T})$ , где  $T$  — температура ядра (правдоподобно считать  $T \approx 1$  МэВ), тогда  $\exp(-6) = 2 \cdot 10^{-3}$ . Полученная оценка несколько меньше наблюдаемых значений, но хорошо иллюстрирует чувствительность выхода к энергетической цене не самого вероятного разделения зарядов.

Кинетическая энергия осколков деления. Большая часть энергии, освобождающейся при делении, переходит в кинетическую энергию осколков деления  $E_K^T$ . Можно представить  $E_K^T$  в виде суммы:

$$E_K^T = E_{SC} + V_C, \quad (23)$$

где  $E_{SC}$  — предразрывная кинетическая энергия (т.е. кинетическая энергия, связанная с делительной степенью свободы относительным движением центра масс будущих осколков);  $V_C$  — энергия, приобретаемая осколками за счет кулоновского отталкивания.

Как уже отмечалось, предполагая деление симметричным ( $Z_1 = Z_2 = Z/2$  и  $A_1 = A_2 = A/2$ ) и выражая радиус ядра через массовое число  $R = r_0 A^{1/3}$ , для  $V_C$  можно получить:

$$V_C = \frac{Z^2 e^2}{8 \left(\frac{1}{2}\right)^{1/3} r_0 A^{1/3}} \approx \frac{Z^2}{A^{1/3}}. \quad (24)$$

Если вклад  $E_{SC}$  в полную кинетическую энергию невелик или если  $E_{SC}$  не зависит от моды деления, то  $E_K^T$  должна быть линейной функцией параметра  $Z^2/A^{1/3}$ . Впервые на эту простую корреляцию указал Террел в 1959 г. Следует подчеркнуть, что речь идет о среднем или наиболее вероятном значении  $E_K^T$ , флуктуации этой величины для фиксированной моды деления здесь не рассматриваются. Гипотеза о линейности  $E_K^T(Z^2/A^{1/3})$  удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Распределение кинетической энергии одиночных осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами представлено на рис. 8. Характерные параметры распределения энергии осколков деления  $^{235}\text{U}$  ( $\pi_{\pm K}$ ):

Наиболее вероятная энергия осколка, МэВ:	
легкого.....	94,5
тяжелого.....	60,2
Ширина на половине высоты пика осколков, МэВ:	
легкого.....	12
тяжелого.....	20

20 \*Без учета ионизационного дефекта ( $\approx 6$  МэВ).

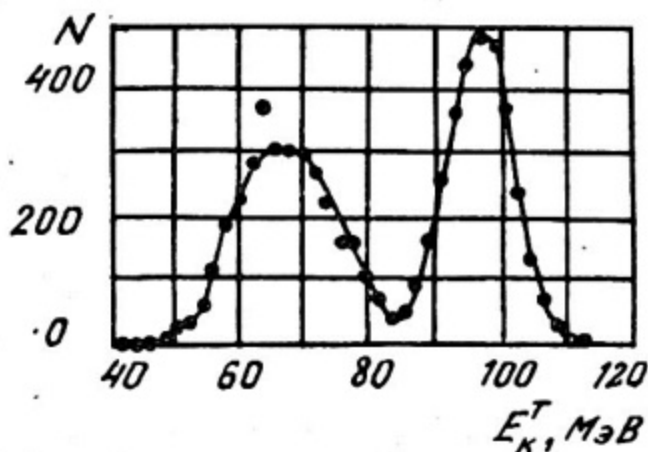


Рис. 8

Времяпролетный метод исследования незамедленных  
продуктов деления

Экспериментальное изучение процесса деления с момента открытия и по настоящее время ведется путем исследования характеристик продуктов деления и влияния на эти характеристики условий, при которых произошло деление. Традиционные методы исследования продуктов деления (радиохимический, гамма-спектрометрический, масс-сепарации и др.) позволяют в большинстве случаев изучать весьма далекие от момента разрыва ядра стадии деления (характерные времена порядка секунд).

Качественно новый уровень экспериментальных исследований деления начался с появлением в 70-х годах масс-сепараторов и времяпролетных спектрометров незамедленных продуктов деления. Установки этого типа обладают большими методическими возможностями. Так, на масс-сепараторе "Лоэнгрин" (г. Гренобль, Франция) впервые удалось измерить десятки неизвестных независимых выходов продуктов деления  $^{235}\text{U}$  (легкий пик), многомерные спектры  $\gamma(A, Z, E)$  (масса - заряд - кинетическая энергия) для  $^{235}\text{U}$  и  $^{233}\text{U}$  и т.д.

Получение подобных данных с помощью вышеназванных традиционных методик принципиально невозможно.

Принцип измерения массы осколков деления во времяпролетном методе основан на одновременном измерении времени пролета ( $t$ ) осколком заданной пролетной базы ( $\rho$ ) и энергией осколка ( $E$ ). Масса осколка ( $A$ ) вычисляется по формуле:

$$A = \frac{KEt^2}{\rho^2}, \quad (25)$$

где  $K$  — коэффициент пропорциональности. Относительная разрешающая способность по массе определяется относительным временным и энергетическим разрешением, если погрешностью в измерении пролетной базы можно пренебречь:

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta t}{t}\right)^2, \quad (26)$$

где  $\Delta A$ ,  $\Delta E$  и  $\Delta t$  — абсолютные массовое, энергетическое и временное разрешение соответственно. Ядерный заряд осколка может быть измерен на основе известного соотношения [5],[6]:

$$E \frac{dE}{dx} \sim AZ^2. \quad (27)$$

Практически измерение заряда тяжелого иона — осколка деления с разрешением  $\Delta Z \approx 1$  сопряжено с большими трудностями. Обычно в качестве меры удельных ионизационных потерь  $\frac{dE}{dx}$  используют величину  $\Delta E$  — потери энергии в однородном по толщине поглотителе. Обеспечение однородности в 1–2% для пластинки в 5–10 мкм технически сложная задача (так как полный пробег легкого осколка, например в  $Si$ , не превышает 17 мкм). При использовании в качестве поглотителя газового объема возникают не менее сложные проблемы поддержания постоянного давления и состава газа, прочных и однородных входных окон.

Во времяпролетном спектрометре, на базе которого выполняется настоящая работа, используется схема размещения детекторов, представленная на рис. 9. По ходу пролета иона от источника осколков деления стоит устройство временной отметки на микроканальных пластинах — отметчик  $O_1$ , на расстоянии  $l_1$  от него — тонкий полупроводниковый детектор —  $\Delta E$  — ППД, на расстоянии  $l_2$  от которого расположен последний детектор телескопа — отметчик  $O_2$ . Масса иона  $A$  находится из соотношения

$$A \sim \frac{\Delta E}{V_1^2 - V_2^2}, \quad (28)$$

где  $V_1$  и  $V_2$  — скорости иона на пролетной базе  $l_1$  и  $l_2$  соответственно. Заряд иона находится по формуле (27).

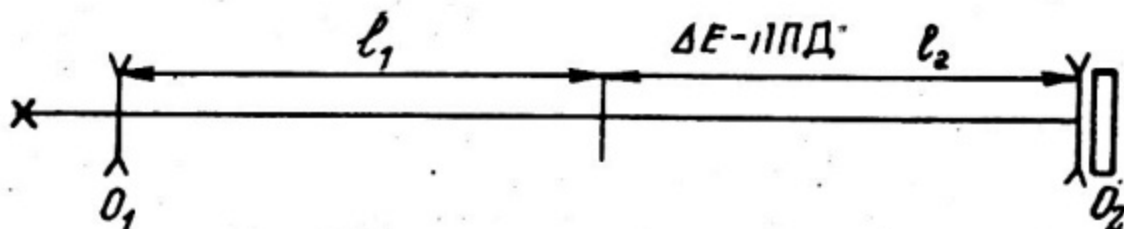


Рис. 9

В зависимости от конкретной задачи состав и последовательности размещения детекторов могут меняться. Так, для измерения двумерных распределений "масса - кинетическая энергия"  $\Delta E$ -ППД может быть удален, а за отметчиком  $O_2$  установлен полупроводниковый детектор для измерения энергии  $E$ -ППД. В целях улучшения спектрометрических характеристик как  $E$ -, так и  $\Delta E$ -ППД могут быть сориентированы так, чтобы кристаллографическая ось  $\langle 110 \rangle$  кремниевого кристалла, на котором они выполнены, была параллельна оси пучка исследуемых ионов - в этом случае реализуется режим каналирования иона в кристалле [7].

## КОНСТРУКЦИЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА

Спектрометр смонтирован на вертикальном экспериментальном канале в тепловой колонне реактора МИФИ. Схема спектрометра приведена на рис. 10.

Источником осколков деления является делящийся материал мишени 1 - окись урана  $UO_2$ , на 90% обогащенная  $^{235}U$ . Мишень представляет собой цилиндр из магнитной нержавеющей стали, на одно из оснований которого методом электроосаждения нанесен делящийся материал. Мишень находится в тепловом контакте с радиатором. Загрузка и выгрузка мишени производится с помощью электромагнита.

Плотность потока тепловых нейтронов на мишени составляет  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Такой поток создает в мишени с массой урана в 1 мг  $\sim 4,5 \cdot 10^8$  дел./с. Часть образующихся осколков деления поступает по вакуумному пролетному каналу 2 длиной 7 м и диаметром 22 мм к детектирующей системе. Плотность потока осколков на выходе из канала составляет  $\approx 150$  оскол./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

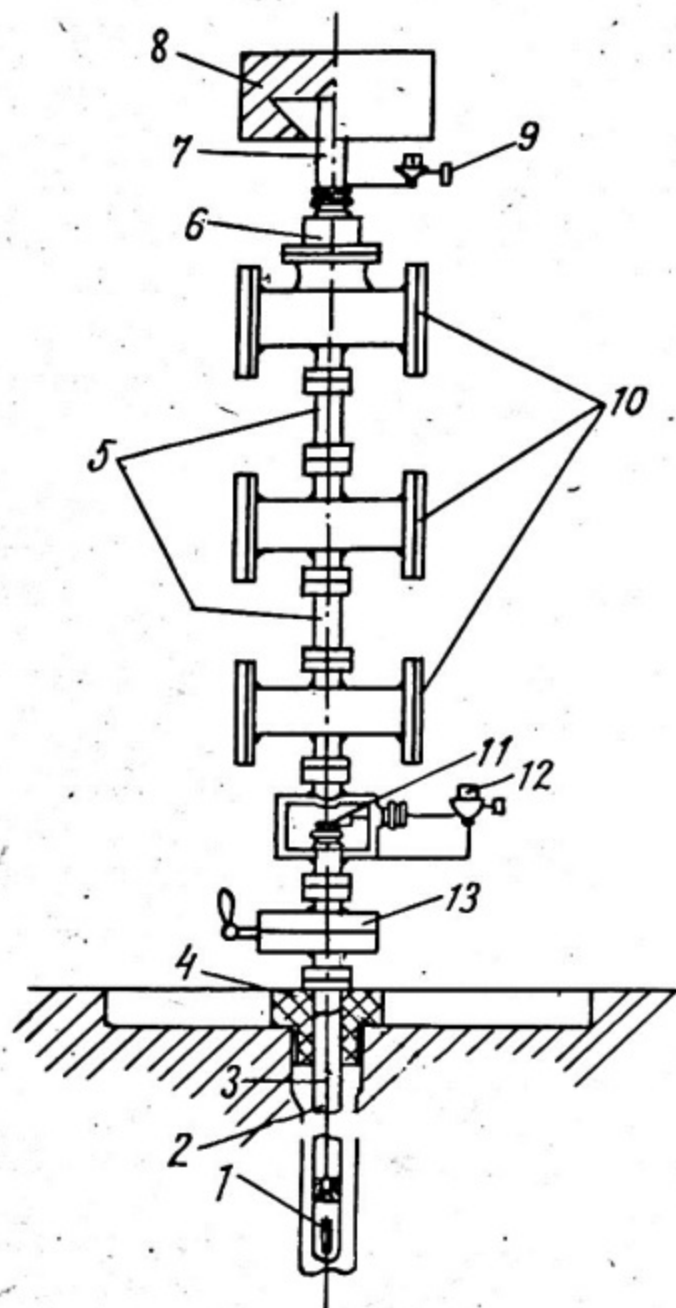


Рис. 10

Для увеличения светосилы спектрометра используется система электростатической фокусировки осколков 3. Она представляет собой тонкую нихромовую проволоку диаметром 0,1 мм, натянутую вдоль оси пролетного канала. На проволоку подается отрицательный относительно стенок канала потенциал  $U$  до 4 кВ. В поле цилиндрического конденсатора, образованного

стенками вакуумного канала и центральной заряженной нитью, ионы-продукты деления, скорость которых удовлетворяет соотношению

$$\frac{A v_T^2}{2} = \alpha q U, \quad (29)$$

где  $Y_1 = V \sin \theta \approx V \theta$ ;  $\theta$  - угол между направлением скорости иона и осью канала;  $q$  - ионный заряд продукта деления ( $\approx 20$  ед. зар.);  $\alpha$  - коэффициент пропорциональности ( $\sim 10^{-1}$ ), захватываются в режим устойчивых колебаний вокруг центральной нити. Применение описанной системы фокусировки позволяет увеличить светосилу спектрометра по сравнению с геометрической более чем на два порядка.

Вакуумный пролетный канал с описанной системой фокусировки соединен с детектирующей системой, установленной на опорной стойке на площадке реактора. Детектирующая система состоит из трех камер для временных отметчиков 10, разделенных пролетными трубами 5 длиной 75 см, и детекторной камеры 6 для ППД. Гониометрическая головка 9 на детекторной камере позволяет ориентировать кристалл ППД относительно пучка осколков для использования эффекта каналирования.

На детекторной камере по оси канала крепится труба 7, которая входит в биологическую защиту 8. Защита, изготовленная из свинца и борированного полиэтилена, рассеивает и поглощает фоновое излучение, выходящее из канала.

Для улучшения радиационной обстановки используется пробка-коллиматор 4. Она представляет собой цилиндр из дюралюминия длиной 2,8 м, через который проходит верхняя часть пролетного канала. Пробка-коллиматор в значительной мере экранирует установку от излучения со стороны канала и формирует фоновое  $\gamma$ - и нейтронное излучение в пучок с малой расходимостью, не рассеивающийся на стенках детекторных камер и пролетных труб. Известно, что около 90% цепочек распада продуктов, образующихся при делении урана, заканчивается образованием радиоактивных благородных газов (РБГ) в основном ксенона и криптона. Часть образовавшихся газообразных продуктов деления (около 20%) попадает в детектирующую систему. Образующиеся при распаде РБГ  $\beta$ -частицы регистрируются микроканальными пластинами временных отметчиков, что создает мощный фон случайных совпадений.

Для предотвращения поступления РБГ из пролетного канала в детектирующую систему их объемы разделены коллимато-

ром 11, обладающим весьма большим вакуумным сопротивлением. Коллиматор представляет собой стеклянный диск диаметром 28 мм, толщиной 1 мм с каналами диаметром 10 мкм. Прозрачность его (отношение площади каналов ко всей площади пластины) составляет 50%.

Коллиматор выставляется относительно оси пролетного канала с точностью  $\approx 0,1^\circ$  с помощью гониометрической головки 12. Применение коллиматора позволяет снизить поступление РБГ в детектирующую систему приблизительно в 200 раз. В нерабочем состоянии вход в детектирующую систему перекрывается вакуумным шибером — заглушкой 13.

Откачка вакуумных объемов пролетного канала и детектирующей системы производится магниторазрядными насосами "Норд-100" с предварительной откачкой адсорбционными (цеолитовыми) насосами.

## ОПИСАНИЕ МАКЕТА ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА

Для освоения достаточно сложного детекторного, электронного и программного обеспечения времяпролетного спектрометра на ВЖ реактора на первом этапе работы выполняется процедура массовой калибровки макета времяпролетного спектрометра по методике Шмидта.

Структурная схема установки и электронного оборудования приведена на рис. 11. Для получения стартовой временной отметки при измерении времени пролета осколком заданной пролетной базы используется детектор временной отметки на базе микроканальных пластин (МКП), аналогичный описанному в работе [8]. Принцип получения временной отметки основан на регистрации вторичных электронов микроканальными пластинами. Вторичные электроны образуются в результате возбуждения и ионизации атомов никелевой фольги ( $100 \text{ мкг/см}^2$ ) при прохождении через нее осколка деления. Собственное временное разрешение детектора временной отметки, измеренное с использованием  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$  (7,68 МэВ), составляет 90 пс. Эффективность регистрации детектора близка к 100%.

Стоповый временной сигнал снимается непосредственно с Е-детектора, установленного в конце пролетной базы. В данной работе используется поверхностно-барьерный детектор ДКПС-500. Пролетная база спектрометра составляет 286 мм. Детекторы временной отметки ППД помещены в вакуумной камере, откачиваемой до давления  $2 \cdot 10^{-5}$  мм рт.ст. Такой вакуум необхо-

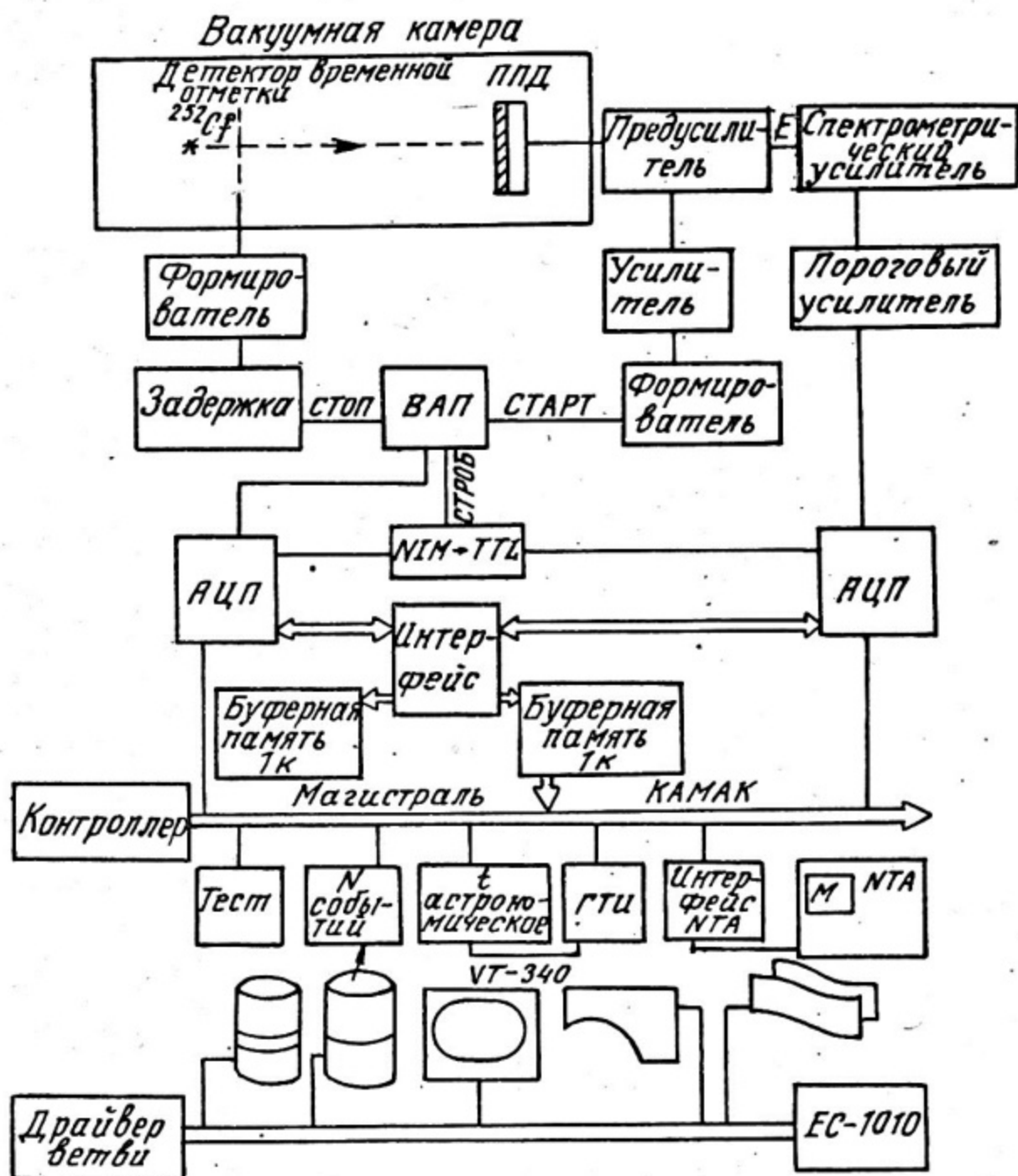


Рис. 11

дим для нормальной работы МКП. Откачка производится магниторазрядным насосом НОРД-100 с предварительной откачкой цеолитовым насосом.

Измерения проводятся с использованием источника осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  площадью  $1 \text{ см}^2$ , напыленного на толстую подложку. Интенсивность источника составляет  $1,5 \cdot 10^3$  распад/с, что при заданной базе и площади чувствительной поверхности ППД обеспечивает скорость счета событий около 1 событ./с.

Комплекс измерительно-информационной аппаратуры состоит из спектрометрического и временного трактов, счетной системы, системы регистрации и предварительной обработки экспериментальных данных и системы контроля.

Временной сигнал с детектора временной отметки поступает на формирователь со следящим порогом *ORTEC -473A*. Сформированный формирователем сигнал через линию задержки подается на стоповый вход времяамплитудного преобразователя (ВАП) *ORTEC - 467*.

Сигнал с ППД поступает на вход спектрометрического зарядочувствительного предусилителя ПУ 213. Сигнал с временного выхода ПУ усиливается быстрым усилителем *ORTEC - 454*. Усиленный сигнал поступает на вход формирователя со следящим порогом *ORTEC - 473A*. Сформированный сигнал с формирователя подается на стартовый вход ВАП, что исключает бесстоповые события.

Энергетический сигнал с предусилителя усиливается спектрометрическим усилителем *NOKIA LPA 484* 1, 2 и затем пороговым усилителем *NOKIA LPA 4848*.

В дальнейшем сигнал с ВАП и усиленный энергетический сигнал поступают на входы АШП, выполненных в стандарте КАМАК. Стробом для обоих АШП служит сигнал с выхода одноканального амплитудного анализатора ВАП, что позволяет отбирать первые события. Двоичные коды событий из АШП поступают в интерфейс, а затем в буферную память *ИМТ - 40,1К - 24*. Парные события считываются *ЕС-1Q10* и записываются в оперативную память ЭВМ. Для визуального контроля в ходе эксперимента информация периодически выводится в виде двумерной (E,T)-матрицы на дисплей или цифropечать. Интегральный временной и энергетический спектры осколков деления выводятся на экран анализатора *MTA -1024*. Счет числа событий производится с помощью десятичного счетчика, выполненного в стандарте КАМАК.

Накопление матрицы происходит с применением данных методом разложения по сингулярным значениям. Преобразование информации происходит параллельно с накоплением на внешней

памяти. Результаты преобразования заносятся на магнитный диск. Программа восстановления данных требует  $4 \times N^2$  операций умножения, где  $N$  — размер спектра. Все это позволяет накапливать спектры любых размеров, практически не усложняя обработку.

Обработка экспериментальной информации с целью получения временного ( $T$ ), энергетического ( $E$ ) и массового ( $M$ ) распределений осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  включает в себя следующие этапы:

- 1) восстановление данных в двумерный ( $E, T$ )-спектр;
- 2) получение интегральных  $E$ - и  $T$ -спектров из двумерного ( $E, T$ )-спектра;
- 3) калибровка энергетического и временного трактов спектрометра с использованием полученных интегральных спектров;
- 4) построение временного, энергетического и массового распределений осколков деления.

Рассмотрим каждый из этих этапов подробнее. Процесс обработки начинается с восстановления данных, хранящихся на мини-диске в сжатом виде, в двумерный ( $E, T$ )-спектр. Алгоритм восстановления данных и комплекс программ, реализующих этот процесс, описаны в работе [8]. На рис. 12 представлена контурная диаграмма событий деления в координатах времени пролета и энергии осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ .

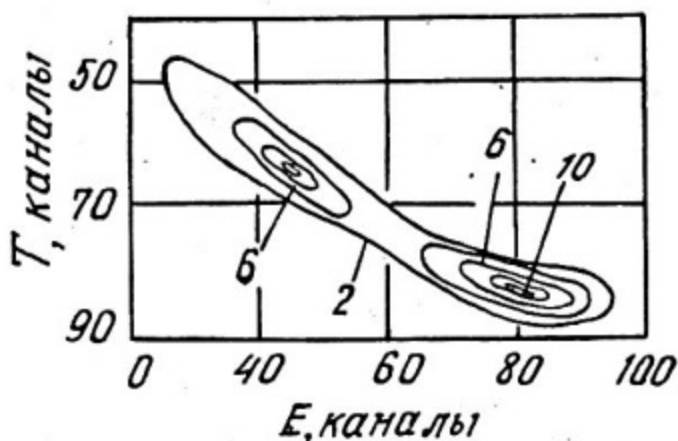


Рис. 12

На втором этапе обработки из двумерного ( $E, T$ )-спектра получают интегральные  $E$ - и  $T$ -спектры. С этой целью для каждого из интегральных спектров задаются границы, определенные

в ходе набора по двумерному  $(E, T)$ -спектру. Границы используются для того, чтобы отделить от полезных событий, соответствующих осколкам деления, события, вызванные  $\alpha$ -частицами. Тогда формула для получения  $E$ -спектра выглядит так:

$$P(E) = \sum_{T=T_{min}}^{T=T_{max}} N(E, T), \quad (30)$$

где  $E_{min} \leq E \leq E_{max}$ . Аналогично и для  $T$ -спектра:

$$Q(T) = \sum_{E=E_{min}}^{E=E_{max}} N(E, T), \quad (31)$$

где  $T_{min} \leq T \leq T_{max}$ .

Следующий этап включает в себя калибровку энергетического и временного трактов времяпролетного спектрометра. Для калибровки используется общепринятый метод, предложенный в работах [9], [10]. Этот метод заключается в следующем. Исследуя взаимодействие тяжелых ионов и осколков деления с твердотельными детекторами, авторы в общем виде определили уравнение энергетической калибровки твердотельных детекторов:

$$E = (a_1 + a_2 M)x + a_3 + a_4 M, \quad (32)$$

где  $E$  — энергия осколка или тяжелого иона (в МэВ);  $x$  — амплитуда импульса (в каналах или вольтах);  $M$  — масса осколка или иона (в а.е.м.);  $a_i$  ( $i = 1-4$ ) — константы для данного детектора, использовавшегося в постоянных условиях в области насыщения зависимости амплитуды импульса от смещения.

В работах [9], [10] был предложен метод определения точных значений констант в уравнении (32) из амплитудного спектра осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Спектр  $^{252}\text{Cf}$  использовался, чтобы определить амплитуды  $P_L$  и  $P_H$ , которым соответствуют середины отрезков на  $3/4$  высоты легкого и тяжелого пиков. В соответствие амплитудам  $P_L$  и  $P_H$  можно также поставить наиболее вероятные точки распределений Гаусса, аппроксимирующих амплитудные спектры в области соответствующих пиков. Экспериментаторы могут использовать амплитуды  $P_L$  и  $P_H$ , полученные в ходе своих экспериментов, для определения калибровочных констант из уравнения (32). Искомые константы в зависимости от  $P_L$  и  $P_H$  выражаются следующим образом:

$$a_1 = 24,0203 / (P_L - P_H); \quad a_3 = 89,6083 - a_1 \cdot P_L; \quad (33)$$

$$a_2 = 0,03574 / (P_L - P_H); \quad a_4 = 0,1370 - a_2 \cdot P_L.$$

Причем  $P_L$  и  $P_H$  могут быть представлены в любых единицах, например, каналах или вольтгах.

Затем осуществляется калибровка временного тракта спектрометра. В работах [9], [10] было установлено, что в уравнении временной калибровки системы отсутствует зависимость от массы осколка или иона, и оно выглядит так:

$$T = a_5 + a_6 Y + a_7 Y^2; \quad (34)$$

где  $T$  - время пролета осколка (в нс);  $Y$  - код времени пролета;  $a_5, a_6, a_7$  - калибровочные константы.

Квадратичный член в уравнении (34) очень мал, и обычно ограничиваются линейной частью уравнения (34). На основании энергетической калибровки определяются энергии осколков, соответствующие амплитудам  $P_L$  и  $P_H$ . Тогда из этих энергий, известной пролетной базы спектрометра и средних масс легкого и тяжелого осколков находятся средние времена пролета легкого и тяжелого осколков. Эти времена пролета соответствуют пикам в интегральном временном спектре осколков деления, что позволяет осуществить временную калибровку системы.

На заключительном этапе обработки экспериментальной информации получают  $E$ -,  $T$ - и  $M$ -спектры. Алгоритм получения этих спектров выглядит следующим образом:

1) используя калибровочные константы  $a_5$  и  $a_6$  и код времени пролета  $Y$ , время пролета осколка в наносекундах можно выразить следующей формулой:

$$T = a_5 + a_6 Y; \quad (35)$$

2) используя цифровые коды  $X$  и  $Y$ , соответствующие энергии и времени пролета осколка, и калибровочные константы  $a_i$ ,  $i = 1-6$ , можно вычислить массу осколка (в а.е.м.), согласно выражению:

$$M = \frac{2\kappa(a_1 X + a_3)}{\left(\frac{D}{a_5 + a_6 Y}\right)^2 - 2\kappa(a_2 X + a_4)}, \quad (36)$$

где  $D$  - пролетная база спектрометра;  $\kappa$  - числовой коэффициент, зависящий от выбора системы единиц;

3) энергия осколка (в МэВ) вычисляется тогда с использованием массы осколка  $M$ , определенной на предыдущем этапе по формуле:

$$E = (a_1 + a_2 M) \chi + a_3 + a_4 M. \quad (37)$$

Характеристики осколков деления  $^{252}\text{Cf}$  согласно данным работы [10] следующие:

$\bar{V}_L$ , см/нс - 1,383;  $\bar{E}_L$ , МэВ -  $103,77 \pm 0,5$ ;  $\bar{M}_L$ , а.е.м. - 106,0;  
 $\bar{V}_H$ , см/нс - 1,036;  $\bar{E}_H$ , МэВ -  $79,37 \pm 0,5$ ;  $\bar{M}_H$ , а.е.м. - 141,9.

## РАБОЧЕЕ ЗАДАНИЕ

### 1. Калибровка макета времяпролетного спектрометра по методике Шмитта

1. Ознакомиться по данному описанию и соответствующим оригинальным работам [9], [10] с методикой калибровки Шмитта.

2. Собрать установку в соответствии со структурной схемой рис. 11.

3. Выбрать режимы работы детекторов макета спектрометра и блоков электронного тракта\*:

а) измерить величину остаточного давления в детекторной камере;

б) выбрать напряжения смещения на ППД и электродах временного отметчика;

в) установить требуемые коэффициенты усиления, пороги дискриминации, длительности задержек в электронном тракте макета спектрометра.

4. Провести энергетическую калибровку макета спектрометра по  $\alpha$ -частицам.

5. С помощью генератора периодических импульсов проверить передачу сигналов по кабельной линии связи - крейт - ЕС-1010.

---

\* Воспользоваться паспортами детекторов и описаниями электронных блоков спектрометра.

6. Опробовать на приеме периодических сигналов от генератора точной амплитуды программу приема информации в ЭВМ (инструкция по работе с ЭВМ).

7. Провести измерение двумерного спектра "время-амплитуда" осколков деления  $^{252}\text{Cf}$ .

8. Выполнить калибровку Шмитта, сравнить ее результаты с  $\alpha$ -калибровкой.

9. Сравнить полученный с учетом калибровки энергетический спектр осколков  $^{252}\text{Cf}$  со справочным спектром. Проанализировать причины существующих различий в спектрах.

Отчет по первой части работы должен содержать:

- принципиальную схему макета времяпролетного масс-спектрометра;

- краткое изложение физических причин, приводящих к необходимости использования калибровки спектрометра по методике Шмитта;

- алгоритм  $\alpha$ -калибровки и калибровки Шмитта;

- структурную схему макета спектрометра (с электронным трактом);

- таблицу выбранных значений рабочих параметров детекторов и электронных блоков; краткое обоснование целесообразности сделанного выбора;

- машинные распечатки графиков спектров:

$$N(x), N(E), N(t), N(T),$$

где  $N$  - число отсчетов в канале спектра;  $x$  - код амплитуды;  $t$  - код времени;  $E$  - энергия в МэВ;  $T$  - время в нс;

- константы калибровки Шмитта;

- анализ отличий полученного энергетического спектра осколков  $^{252}\text{Cf}$  от справочного спектра.

## II. Выполнение исследовательской задачи на времяпролетном спектрометре незамедленных продуктов деления на ВЭК-18 ИРТ-МИФИ

1. Сознакомиться по данному описанию со схемой спектрометра.

2. Спланировать и провести исследование, порученное преподавателем.

Отчет по второй части работы должен содержать:

- изложение цели исследования и постановку задачи;

- описание порядка выполнения работы;
- результаты исследования и их обсуждение.

### Литература

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т.1. - М.: Энергоатомиздат, 1983.  
*A. Michadon. Cours de Physique Nucleaire. La Fission.*
2. Соловьев В.Г. Теория атомного ядра. Ядерные модели. - М.: Энергоиздат, 1981.
3. Vandenbosch R., Huizenga J.R. *Nuclear Fission.* - *Academic Press N.Y. 1973.*
4. Хайд Э., Перлман Н., Сиборг Г. Деление ядер. - М.: Атомиздат, 1969.
5. Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Перельгин В.П. Регистрация и спектрометрия осколков деления. - М.: Энергоиздат, 1981.
6. Курашов А.А. Идентификация ионизирующих излучений средних и низких энергий. - М.: Атомиздат, 1979.
7. Моак С.Д., Давбс J. W. T., Walker W. W. *Response of silicon Fission Detectors to Channeled  $^{127}\text{I}$  and  $^{40}\text{Ar}$  Ions.* - *Rev. of scient Inst.*, 1966, v. 37, N9, p. 1131 - 1134.
8. Автоматизация сбора и обработки двумерной информации с одноплечевого времяпролетного масс-спектрометра осколков деления тяжелых ядер. [А.А.Бялко, В.П.Бугров, Н.Г.Волков, А.И.Перьков, Ю.В.Пятков, А.И.Слюсаренко, С.Д.Чигирь, А.Н.Шеметов] - В сб.: Автоматизация физического эксперимента. М., 1981, с. 41-49.
9. Schmitt H.W. and ath. *Absolute energy calibration of solid-state detectors for fission fragments and heavy ions.* - *In Physical and Chemistry of Fission Vienna, IAEA, 1965, p 531.*
10. Schmitt H.W., Kiker W.E., Williams C.W. *Precision measurements of correlated energies and velocities of  $^{252}\text{Cf}$  fission fragments.* - *Phys. Rev.*, 1965, v. 137, N 43, p 837.

## Содержание

Основные этапы процесса деления и их описание.....	3
Конструкция времяпролетного спектрометра.....	23
Описание макета времяпролетного спектрометра.....	26
Рабочее задание.....	32
Литература.....	34

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ  
МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ  
НЕЗАМЕДЛЕННЫХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ  
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Редактор Е.Н.Кочубей  
Техн.редактор Н.М.Воронцова  
Корректор Н.М.Соболева

---

Л-83260 Подписано в печать 7/VIII-1984г. Формат 60x84 1/16  
Объем 2,2 л. л. Уч.-изд. л. 1,75 Тираж 130 экз. Цена 15 коп.  
Изд. № 041-1 Заказ 188

---

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31 .