

## ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

А.А.Воробьев, Д.М.Селиверстов

### Введение

В этой статье мы расскажем кратко о цикле работ по тройному делению ядер, проводившихся на реакторе ВВР-М в период с 1966 по 1987 годы. В шестидесятые годы широко обсуждались два альтернативных подхода к описанию процесса деления ядер. В рамках статистической модели деления (П.Фонг, 1956) предполагалось, что спуск с седловой точки проходит адиабатически медленно (большая вязкость ядерного вещества) так, что формирование осколков происходит непосредственно перед стадией разделения ядра. Наоборот, в динамической модели деления (И.Халперн, 1963) считалось, что формирование осколков реализуется на барьере, спуск же с седловой точки проходит так быстро (малая вязкость ядерного вещества), что в процессе спуска уже не происходит существенного перераспределения масс осколков. Различить эти гипотезы можно было бы, измерив кинетические энергии осколков  $E_F^0$  непосредственно в момент разделения ядра на осколки ( $E_F^0 \sim 1$  МэВ в статистической модели и  $E_F^0 \geq 20$  МэВ в динамической модели). К сожалению, величину  $E_F^0$  нельзя определить в двойном делении, поскольку измеряемая энергия осколков есть сумма  $E_F = E_F^0 + V_c$ , где  $V_c$  – потенциальная кулоновская энергия осколков в момент разделения. Отдельно эти слагаемые не измеряются. В этом отношении перспективным казалось привлечение к рассмотрению тройного деления с эмиссией  $\alpha$ -частиц и других легких ядер, поскольку параметры энергетических и угловых распределений частиц должны зависеть от начальных скоростей разлета трех тел.

Деление с испусканием  $\alpha$ -частиц, открытое Л.Альваресом в 1944 году, в 60-ые годы интенсивно изучалось фотоэмульсионными методами (З.И.Соловьева и Р.А.Филов) и электроническими (С.С.Коваленко и др.) в Радиовом институте. Первая работа, в которой было показано, что в процессе тройного деления образуются не только  $\alpha$ -частицы, но и другие легкие ядра, появилась в 1967 году (С.Коспер и др.). Первые кинематические расчеты тройного деления были выполнены Б.Т.Гейликманом и Г.И.Хлебниковым в 1965 году. Значительно более усовершенствованные расчеты были выполнены З.Франкелем и др. в 1967 году для описания корреляционных данных по  $\alpha$ -эмиссии в делении  $^{252}\text{Cf}$ . Из этих расчетов следовало, что лучшее согласие с экспериментальными данными достигается в предположении большой величины  $E_F^0 \approx 40$  МэВ. Однако это заключение не было окончательным вследствие неполноты и невысокой точности экспериментальных данных, а также вследствие возможной модельной зависимости результатов расчета.

В 1966 году наша группа разработала и установила на канале реактора ВВР-М многопараметрический спектрометр для измерения инклюзивных спектров легких ядер, образующихся в тройном делении. Отличительными особенностями спектрометра были:

- Высокая чувствительность — регистрировались легкие ядра с выходом до  $10^{-9}$ /дел.
- Высокое разрешение по массам легких ядер —  $\Delta M/M = (1 \div 2)\%$ .
- Низкий энергетический порог регистрации — на пути частиц практически не было поглощающих материалов.

С помощью этого спектрометра, во-первых, удалось существенно расширить спектр детектируемых легких ядер:  $^2,^3\text{H}$ ,  $^4,^6,^8\text{He}$ ,  $^7,^8,^9\text{Li}$ ,  $^9,^{10},^{11}\text{Be}$ ,  $^{11},^{12},^{13},^{14}\text{B}$ ,  $^{14},^{15},^{16}\text{C}$ ,  $^{20}\text{O}$ . Во-вторых, удалось измерить энергетические спектры легких ядер вплоть до малых энергий и, тем самым, надежно установить форму спектров. Наконец, измерения были выполнены с различными делющимися при захвате тепловых нейтронов ядрами:  $^{233}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{242m}\text{Am}$ . Следующим этапом было проведение корреляционных экспериментов с помощью специальной установки, позволяющей одновременно измерять параметры тяжелых осколков и легких ядер  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}$ . Было детально исследовано деление  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами, а также спонтанное деление  $^{252}\text{Cf}$ .

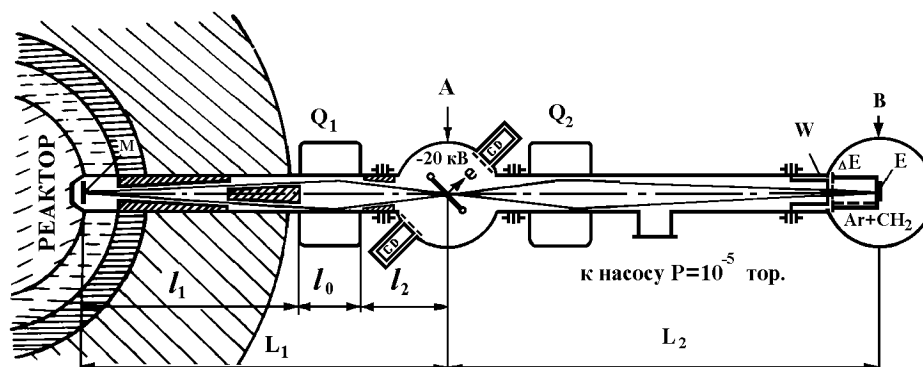
В результате проведенных исследований был получен обширный экспериментальный материал, составивший основу для детального кинематического анализа с целью определения начальных условий разлета осколков. Такой анализ был выполнен нашей группой. Основным результатом анализа было подтверждение достаточно высокой величины начальной энергии осколков ( $E_F^0 \approx 30 \text{ МэВ}$ ), что исключает статистическую модель деления ядер. Описание этого процесса следует искать на пути развития динамической модели.

## Энергетические спектры и выходы легких ядер.

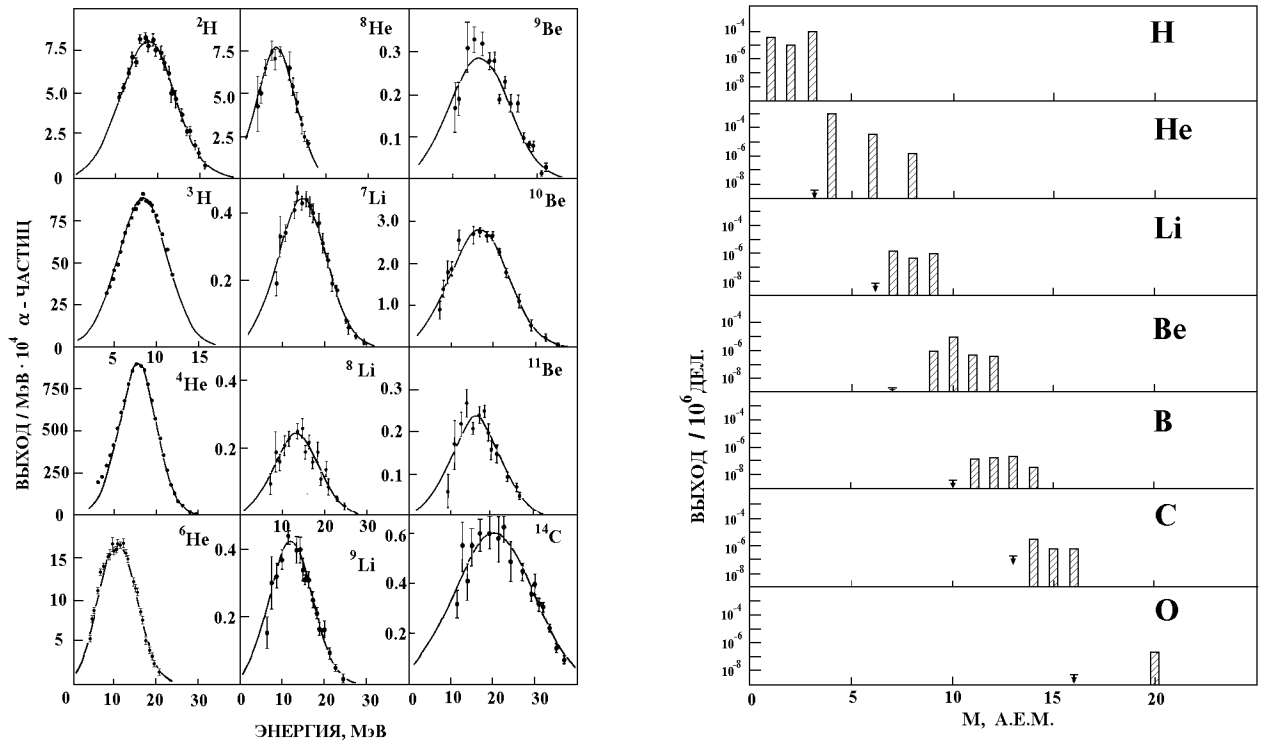
### Инклюзивные эксперименты

#### Экспериментальный метод

Измерение энергетических спектров и выходов легких ядер, образующихся в делении  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{242m}\text{Am}$  при захвате тепловых нейтронов, осуществлялось с помощью магнитно-пролетного масс-спектрометра [1,2], установленного на реакторе ВВР-М. Схема спектрометра приведена на рис. 1.



**Рис.1.** Схема магнитно-пролетного масс-спектрометра. М – мишень из делящегося вещества,  $Q_1$  и  $Q_2$  – дублеты квадрупольных линз, CD – сцинтилляционный детектор электронов вторичной эмиссии, W – вакуумноплотное окно толщиной  $50 \text{ мкг/см}^2$ , E – полупроводниковый детектор.  $\Delta E$  – ионизационная камера с сеткой при давлении  $(50 \div 200) \text{ Тор}$ .  $l_1 = 3.5 \text{ м}$ ,  $l_0 = 0.8 \text{ м}$ ,  $l_2 = 1.7 \text{ м}$ ,  $L_1 = 6 \text{ м}$ ,  $L_2 = 7.5 \text{ м}$ .



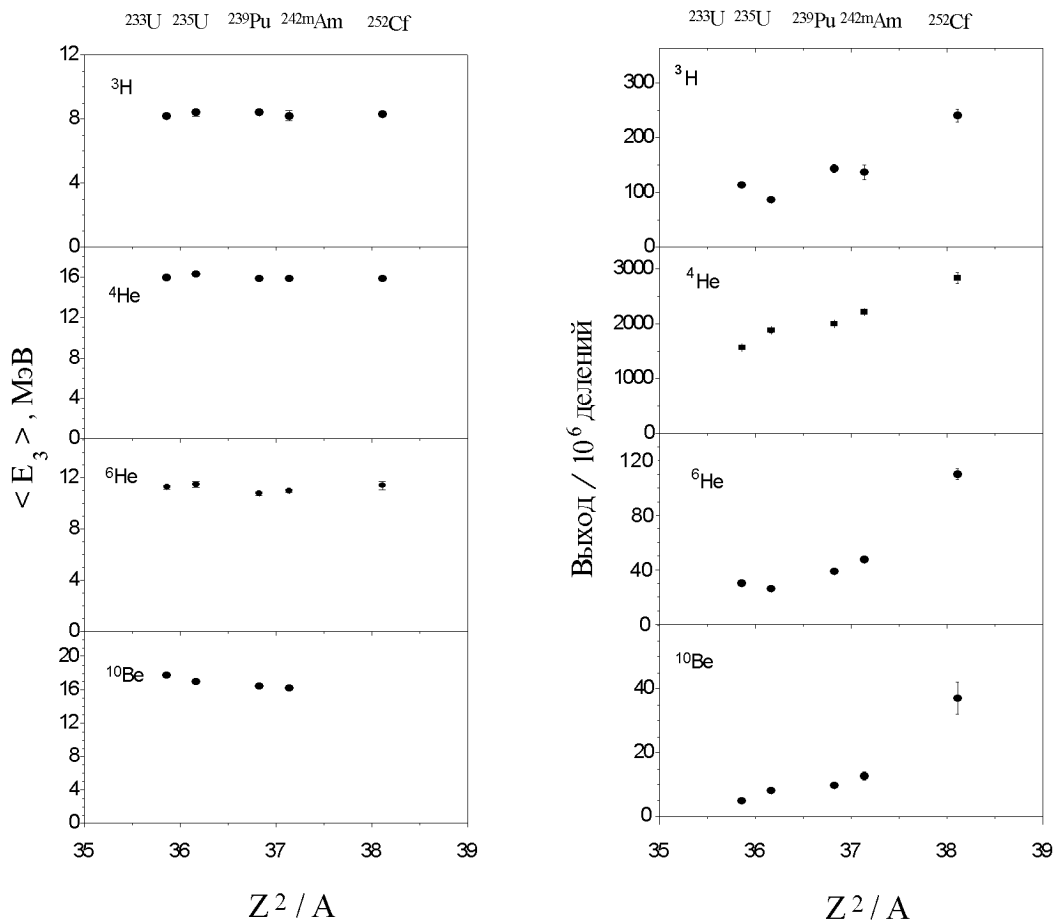
**Рис.2.** Энергетические и массовые распределения легких ядер, полученных в делении  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами. Данные аппроксимированы нормальными распределениями. Стрелками указаны верхние пределы выходов легчайших изотопов  $^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ .

Идентификация заряженных частиц по массе и заряду проводилась посредством одновременных измерений магнитной жесткости частиц  $B\rho$ , энергии  $E$ , удельной ионизации  $\Delta E/\Delta x$  и времени пролета  $T$  на базе  $L_2$ . Диапазон идентифицируемых изотопов составлял по  $Z = 1 \div 8$ , по  $M = 1 \div 20$ , причем верхняя граница определялась реальным выходом легких ядер. В диапазоне энергий легких ядер ( $5 \div 30$ ) МэВ разрешение по массе  $\Delta M/M = (1 \div 2)\%$ . Расположение мишени вблизи активной зоны, использование коллиматоров, исключаяющих прямую видимость мишени, применение магнитной фокусирующей системы с промежуточным фокусом позволили получить высокую чувствительность при регистрации легких ядер –  $(10^{-9} \div 10^{-8})$  1/дел. Измерения проводились в различных режимах: двух- и трехпараметрическом. В двухпараметрическом режиме при фиксированном  $B\rho$  измерялся энергетический спектр изотопов  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ . В трехпараметрическом режиме при  $B\rho = \text{const}$  измерялись  $E$ ,  $T$  и  $\Delta E/\Delta x$ . Калибровка спектрометра выполнялась с использованием реперных  $\alpha$ -частиц  $^{244}\text{Cm}$  и продуктов реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ :  $E_\alpha = 2.05$  МэВ,  $E_t = 2.73$  МэВ. Постоянство телесного угла спектрометра сохранялось во всем диапазоне измеряемых импульсов. При регистрации частиц учитывалась неэффективность спектрометра, обусловленная кулоновским рассеянием и перезарядкой ионов во вторичноэмиссионном детекторе «нуля» отсчета времени пролета ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  пленка толщиной  $(5 \div 10)$  мкг/см $^2$ ), и порогом регистрации в этом детекторе. Точность определения эффективности в случае детектирования, например, ядер  $^{10}\text{Be}$  в диапазоне  $(4 \div 40)$  МэВ была не хуже 10%.

### Результаты измерений

Все измеренные энергетические спектры легких ядер сходны между собой по форме. Пример энергетических и массовых распределений легких ядер, образующихся в делении  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами, приведен на рис.2. Данные по другим делящимся ядрам приведены в [3-6]. Данные по  $\langle E_3 \rangle$  и выходам  $Y$  для ядер, образующихся с наибольшим выходом ( $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ), согласуются с измерениями других авторов, а для большинства остальных изотопов получены впервые.

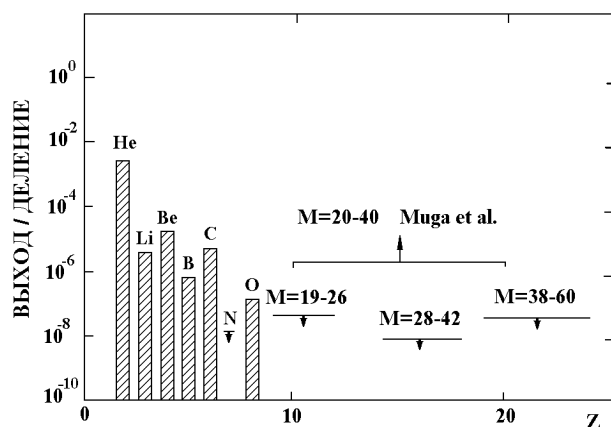
Сравнивая энергетические спектры и выходы легких ядер (рис. 3), следует прежде всего отметить независимость наиболее вероятных энергий  $\langle E_3 \rangle$  ядер  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  от  $Z^2/A$  делящегося ядра. В случае  $^{10}\text{Be}$  наблюдается даже уменьшение  $\langle E_3 \rangle$  с ростом  $Z^2/A$ .



**Рис.3.** Зависимость наиболее вероятных энергий (а) и выходов (б) легких ядер от  $Z^2/A$  делящихся ядер.

Объяснение указанных свойств энергетических спектров было дано нами в рамках динамической модели деления [4], предполагающей наличие у осколков деления в момент разрыва ядра значительной кинетической энергии  $E_F^0$  и ее рост с увеличением  $Z$  и  $A$  делящегося ядра. Двигаясь в быстро меняющемся во времени кулоновском поле, частицы не успевают полностью реализовать растущую с  $Z^2/A$  потенциальную энергию в кинетическую.

Спектры масс легких ядер характеризуются преимущественным выходом четных по  $M$  и  $Z$  изотопов ( ${}^4, {}^6\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{20}\text{O}$ ) с  $N/Z$  близким к  $N/Z$  делящегося ядра и поразительно малым выходом легчайших изотопов ( ${}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ). Выходы растут с увеличением  $Z^2/A$ , и тем сильнее, чем больше  $M$  ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ ).



**Рис.4.** Выходы легких ядер в делении  ${}^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Данные М.Муга и др. являются нижним пределом.

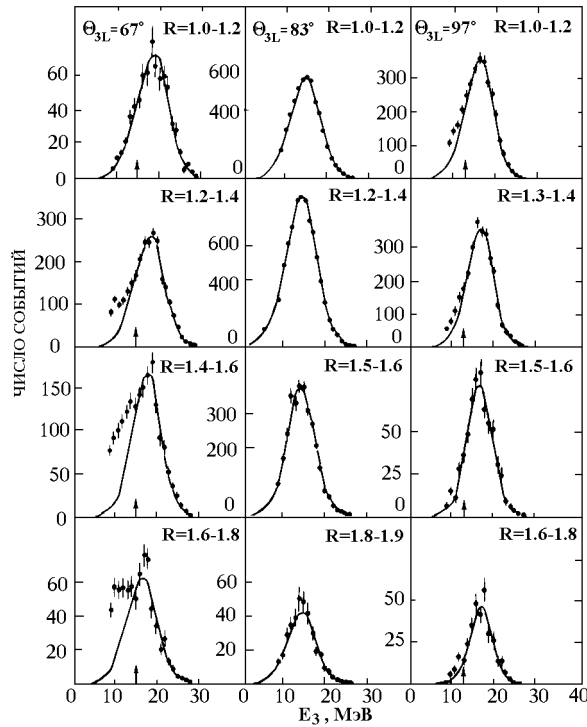
Наиболее тяжелым идентифицированным в нашем эксперименте ядром был  ${}^{20}\text{O}$ , с выходом  $Y=(8\div 16) \cdot 10^{-8}$  1/дел. Позднее, в 1989 году Ф.Гённенвайн и др. наблюдали образование  ${}^{24}\text{Ne}$  на уровне  $10^{-8}$  1/дел. В 1967 году появилось сообщение М.Муга и др. об обнаружении "истинного" тройного деления ядра на три сравнимых по массе осколка на уровне  $10^{-6}$  1/дел. и более (рис. 4). Наши измерения, выполненные на значительно более высоком уровне чувствительности, не подтвердили эти результаты (рис.4). К аналогичному выводу пришли в 1989 году И.Теобальд и М.Муттерер, изучавшие спонтанное деление  ${}^{252}\text{Cf}$ . Таким образом, можно утверждать, что не существует «истинного» тройного деления ядер при низких энергиях возбуждения, по крайней мере, на уровне  $10^{-8}$  1/дел.

В специальном эксперименте с мишенью  ${}^{235}\text{U}$  был осуществлен поиск ядерностабильного изотопа  ${}^{10}\text{He}$  [6]. Удалось установить наиболее низкий предел на вероятность образования этого ядра на уровне  $< 2 \cdot 10^{-10}$  1/дел., что можно было интерпретировать как отсутствие в природе ядерностабильного  ${}^{10}\text{He}$ . Предварительно разработанный авторами метод нелинейной экстраполяции [6] для определения энергии отрыва одного и двух нейтронов давал в случае  ${}^{10}\text{He}$ :  $E_n = +0.6$  МэВ,  $E_{2n} = -1.2$  МэВ. Столь малая нестабильность ( $-1.2$  МэВ) требовала экспериментальной проверки и мотивировала постановку нашего эксперимента.

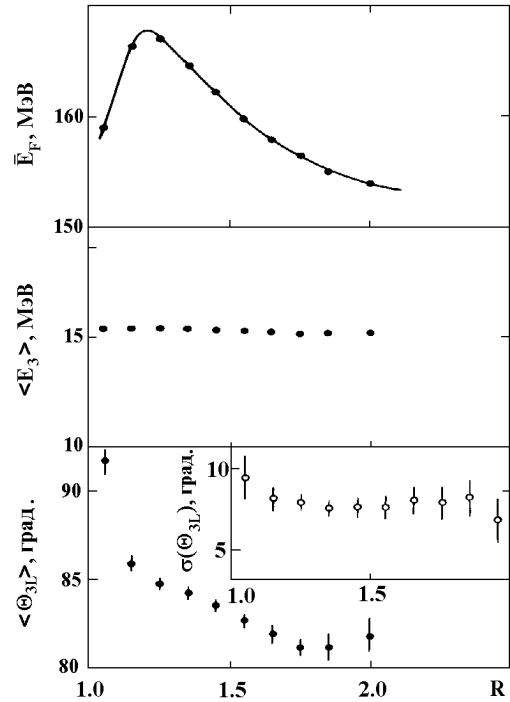
## Энергетические и угловые распределения легких ядер в корреляционных экспериментах

В корреляционных экспериментах измерялась энергия легких ядер при различных углах вылета относительно направления движения легкого осколка  $\Theta_{3L}$ , а также энергии осколков  $E_L$  и  $E_H$ . В большинстве выполненных ранее экспериментов (К.Ге,  ${}^{235}\text{U}$ , 1979, Гренобль; М.Муттерер,  ${}^{252}\text{Cf}$ , 1989, Дармштадт) третьей частицей была  $\alpha$ -частица. В наших экспериментах изучалось деление  ${}^{233}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами и спонтанное деление  ${}^{252}\text{Cf}$  с эмиссией ядер  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  и  ${}^{10}\text{Be}$ . Корреляционные измерения проводились с помощью многосчетчиковой спектрометрической установки, состоящей из плоской

ионизационной камеры с сеткой ( $10 \times 10 \text{ см}^2$ ) для измерения  $\Delta E/\Delta x$ , мозаики из полупроводниковых детекторов (каждый  $3 \times 3 \text{ см}^2$ ) для измерения  $E$  и двух мозаик по 4 ППД в каждой для измерения энергии осколков деления. Конечная точность определения угла  $\Theta_{3L}$  для  $\alpha$ -частиц составляла  $\pm 1$  град., диапазон измеряемых одновременно углов —  $(60 \div 120)^\circ$ . Пример энергетических спектров  $\alpha$ -частиц из спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  показан на рис. 5, результаты корреляционных измерений для всех изученных делящихся ядер опубликованы в [7-9].



**Рис.5.** Энергетические спектры  $\alpha$ -частиц при различных значениях  $R = M_H/M_L$  и  $\Theta_{3L}$ . Кривые – нормальные распределения, стрелками указаны нижние границы фита.



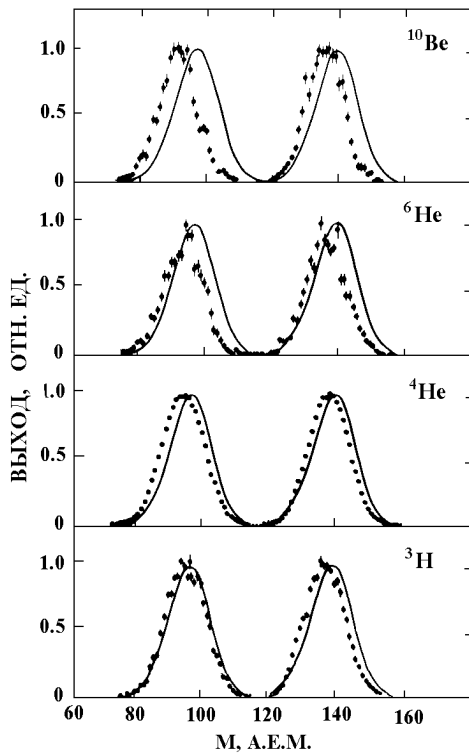
**Рис.6.**  $\bar{E}_F$ ,  $\langle E_3 \rangle$ ,  $\langle \Theta_{3L} \rangle$ ,  $\sigma(\Theta_{3L})$  как функция  $R$  для деления  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами с эмиссией  $\alpha$ -частиц. Кривая проведена по экспериментальным точкам.

Характер энергетических спектров  $\alpha$ -частиц, полученных при различных значениях угла эмиссии  $\Theta_{3L}$  и параметра  $R = M_H/M_L$  (рис. 5), может свидетельствовать о значительной величине  $E_F^0$ . Как видно из рис. 5, спектры  $\alpha$ -частиц, вылетающих под наиболее вероятным углом ( $\Theta_{3L} = 83^\circ$ ) и в сторону более тяжелого осколка ( $\Theta_{3L} = 97^\circ$ ), мало чувствительны к массам осколков. В противоположность этому, при движении  $\alpha$ -частиц в сторону легкого осколка ( $\Theta_{3L} = 67^\circ$ ), вид спектров существенно зависит от  $R$ . Это объясняется эффектом перерассеяния частиц на движущемся тяжелом осколке, что приводит к обогащению низкоэнергетической части спектра и тем больше, чем тяжелее рассеивающий центр. Уменьшение энергии рассеянных частиц по сравнению с энергией основной компоненты возможно в случае быстрого разлета осколков сразу после разделения ядра. Этот эффект наиболее заметно проявляется при эмиссии более тяжелых кластеров, таких как  $^6\text{He}$  и  $^{10}\text{Be}$ .

Зависимость средней кинетической энергии осколков тройного деления  $\overline{E}_F$  от величины  $R$  (рис. 6) повторяет ход зависимости  $\overline{E}_F$  от  $R$  в двойном делении, а также зависимость полного энергосодержания  $Q$  от  $R$ . Это в свое время явилось одним из основных аргументов в пользу тождественности двух видов деления, отличающихся только последней стадией разрыва шейки ядра.

Наиболее вероятные энергии частиц оказались нечувствительными к  $R$  (рис.6), это можно объяснить наличием у осколков в момент разрыва значительных скоростей, что нейтрализует различие в энергосодержании при разных величинах  $R$ .

Массовые распределения осколков тройного деления сходны между собой для всех изученных делящихся ядер. В качестве примера на рис.7 приведены спектры масс осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. В таблице 1 приведена разность средних значений масс легких ( $\Delta\overline{M}_L^{BT}$ ) и тяжелых ( $\Delta\overline{M}_H^{BT}$ ) осколков, образующихся в двойном и тройном делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Видно, что в делении с эмиссией четно-четных легких ядер оба осколка приблизительно одинаково участвуют в процессе их образования. В делении с вылетом  $^3\text{H}$  вклад тяжелого осколка заметно выделен.



**Рис.7.** Спектры масс осколков в делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами с эмиссией ядер  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}$ . Кривые – фит спектров масс двойного деления нормальными распределениями.

Весьма важным для понимания механизма тройного деления и характера динамики являются корреляции между кинетическими энергиями осколков и легких ядер. Эти корреляции количественно характеризуются параметром антикорреляции  $\beta = -d\overline{E}_F/dE_3$ , обычно определяемым аппроксимацией экспериментальных данных линейной зависимостью (рис. 8). Отличие  $\beta$  от  $-1$  трактуется как результат влияния начальных скоростей осколков. До наших измерений были определены значения  $\beta$  для  $\alpha$ -частиц, лежащие в пределах  $\beta = (0.4 \div 0.45)$ . Данные, приведенные на рис. 8, характеризуются следующими значениями  $\beta$ :  $\beta = -0.64 \pm 0.03$  ( $^3\text{H}$ ),  $\beta = -0.50 \pm 0.01$  ( $^4\text{He}$ ) и  $\beta = -0.38 \pm 0.03$  ( $^6\text{He}$ ). На

Таблица 1

Сравнение средних значений масс осколков, образующихся в тройном и двойном делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами

Легкое ядро	$\Delta\overline{M}_L^{BT}$	$\Delta\overline{M}_H^{BT}$
$^3\text{H}$	$0.7 \pm 0.15$	$1.9 \pm 0.15$
$^4\text{He}$	$2.1 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.1$
$^6\text{He}$	$2.9 \pm 0.3$	$2.4 \pm 0.3$
$^{10}\text{Be}$	$5.2 \pm 0.3$	$3.7 \pm 0.3$

рис. 9 представлены корреляции между наиболее вероятной энергией  $\alpha$ -частиц, с одной стороны, и энергией двух групп осколков и их суммарной энергией с другой стороны.

В таблице 2 приведены параметры угловых распределений легких ядер. Угловые распределения  $^4\text{He}$  в делении урана и калифорния хорошо совпадают с мировыми данными (Гренобль, Дармштадт), остальные результаты получены впервые.

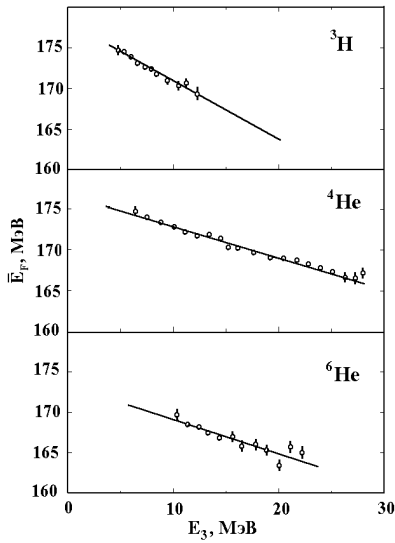
Таблица 2

Параметры угловых распределений легких ядер

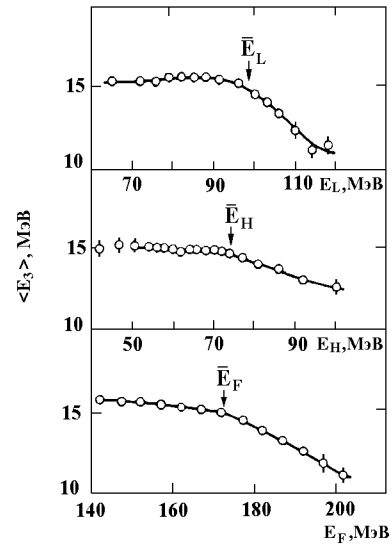
Делящееся ядро	$^3\text{H}$		$^4\text{He}$		$^6\text{He}$		$^{10}\text{Be}$	
	$\langle \Theta_{3L} \rangle$	$\sigma(\Theta_{3L})$	$\langle \Theta_{3L} \rangle$	$\sigma(\Theta_{3L})$	$\langle \Theta_{3L} \rangle$	$\sigma(\Theta_{3L})$	$\langle \Theta_{3L} \rangle$	$\sigma(\Theta_{3L})$
$^{236}\text{U}$	$81.4 \pm 0.5$	$12.6 \pm 0.5$	$81.9 \pm 0.5$	$8.1 \pm 0.4$	$81.3 \pm 0.4$	$6.8 \pm 0.4$	$82.4 \pm 0.8$	$4.7 \pm 0.6$
$^{240}\text{Pu}$	$83.0 \pm 0.6$	$12.2 \pm 0.6$	$83.7 \pm 0.4$	$8.2 \pm 0.4$	$83.4 \pm 0.9$	$6.8 \pm 0.8$	—	—
$^{252}\text{Cf}$	$83.7 \pm 0.2$	$12.2 \pm 0.2$	$84.6 \pm 0.2$	$7.7 \pm 0.1$	$84.4 \pm 0.2$	$6.7 \pm 0.2$	—	—

Примечание :  $\Theta_{3L}$  и  $\sigma(\Theta_{3L})$  – в градусах, в случае  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^6\text{He}$  результаты даны для полных энергетических спектров частиц.

Угловые характеристики являются чувствительным критерием при определении  $E_F^0$  на основе различных модельных вычислений. Например, З.Франкель получил значение  $E_F^0 = 40$  МэВ, главным образом опираясь на величину  $\sigma(\Theta_{3L})$  для  $\alpha$ -частиц при делении  $^{252}\text{Cf}$ . Кстати, он использовал  $\sigma(\Theta_{3L}) = 13^\circ$ , что существенно отличается от современных данных.



**Рис.8.** Зависимость средней суммарной кинетической энергии осколков деления  $\bar{E}_F$  от энергии легких ядер. Спонтанное деление  $^{252}\text{Cf}$ .



**Рис.9.** Зависимость наиболее вероятной энергии  $\alpha$ -частиц от кинетической энергии легкого, тяжелого и суммарной энергии осколков  $E_F$ . Спонтанное деление.

## Кинематический анализ тройного деления

Извлечение количественной информации о начальных условиях разлета осколков осуществляется обычно проведением траекторных расчетов движения трех тел в их взаимном кулоновском поле. Расчет начинается с момента разрыва шейки ядра, при этом считается, что ядерные силы между осколками уже не действуют. В этот момент задаются начальные условия – положение и скорости трех заряженных сферически симметричных тел. Затем решается задача разлета и определяются энергии и направления движения разлетевшихся осколков и легкого ядра. Для сравнения с экспериментом генерируются некоторые распределения начальных условий таким образом, чтобы достичь наилучшее согласие с измеренными распределениями. К сожалению, в таком статистическом анализе нет строго однозначного соответствия между конечными и начальными распределениями. Однако надежность восстановления начальных условий возрастает с вовлечением в анализ большего числа экспериментальных распределений.

В ПИЯФ был проведен кинематический анализ процесса тройного деления  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{252}\text{Cf}$  с использованием всей полученной информации из корреляционных измерений с ядрами  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}$ . Использовались два метода расчета, отличающиеся способом генерации и отбора начальных условий.

### Метод равномерных распределений

В этом случае начальные условия для каждого события выбирались методом Монте-Карло из равномерных распределений в широком диапазоне величин:

$$\begin{aligned} 0 < E_F^0 < 70 \text{ МэВ} & & 0 < E_3^0 < 10 \text{ МэВ} \\ 0 < Y < 3.5 \text{ Фм} & & 0 < \Theta_{3L} < 180^\circ \\ 0 < X_0 = X/D_0 < 1.0 & & N(\Theta_{3L}) = \text{const} \times \sin(\Theta_{3L}). \end{aligned}$$

Здесь  $X$  и  $Y$  – координаты легкого ядра в направлениях по оси и перпендикулярно к оси, соединяющей центры осколков, соответственно.  $D_0$  – расстояние между центрами осколков в начальный момент разлета. В каждом варианте расчета фиксировалось отношение масс осколков  $R = M_H/M_L$  и величина полной кинетической энергии  $E_T = E_F + E_3$ . Отбор расчетных событий проводился заполнением каждой ячейки двумерной матрицы  $E_3 - \Theta_{3L}$  до уровня, равного уровню экспериментальной матрицы. События, ведущие к превышению этого уровня, режестировались. В результате, исходные равномерные распределения модифицировались в распределения, показанные на рис.10. В данном случае приведены результаты анализа деления  $^{240}\text{Pu}$  с эмиссией  $\alpha$ -частиц. Уже из этого анализа видно, что предпочтительна большая величина начальной энергии осколков  $E_F^0 \geq 25$  МэВ. При этом область  $E_F^0 \leq 1$  МэВ, практически, исключается экспериментальными данными.

### Метод параметризованных распределений

В этом варианте расчета начальные условия параметризовались с использованием определенных распределений. В качестве исходного выбран максвелловский спектр  $E_3$ , характеризующийся параметром  $T$ . Распределение осколков по начальным кинетическим  $E_F^0$  и кулоновским  $V_C = Z_L Z_H / D_0$  энергиям фитировалось нормальными распределениями так, чтобы конечная ширина распределения по кинетическим энергиям осколков удовлетворяла экспериментальному значению. При этом значения ПШПВ( $E_F^0$ ) и ПШПВ( $V_C$ ) становятся параметрами расчета. Распределение по  $X_0$  выбрано нормальным с центром в минимуме потенциальной энергии и шириной  $X_0 = 0,27$  (эта величина следует из приведенного на рис.10б результата расчета). Распределение по начальному углу  $\Theta_{3L}$  выбиралось изотропным. Распределение по  $Y$  бралось равномерным от 0 до  $Y_{max}$ . Таким образом, имелось 5 фитируемых параметров:  $\bar{E}_F^0, T, Y_{max}, \text{ПШПВ}(E_F^0)$  и  $\text{ПШПВ}(V_C)$ .

В качестве примера приведем результаты анализа деления  $^{240}\text{Pu}$  с эмиссией  $\alpha$ -частиц. Из сравнения с экспериментом выбран следующий набор начальных условий:

$E_3^0$  – максвелловское распределение с  $T = 1.4$  МэВ;

$E_F^0$  – нормальное распределение,  $\bar{E}_F^0 = 30$  МэВ, ПШПВ( $E_F^0$ ) = 10 МэВ;

$V_c$  – нормальное распределение с ПШПВ( $V_c$ ) = 16 МэВ;

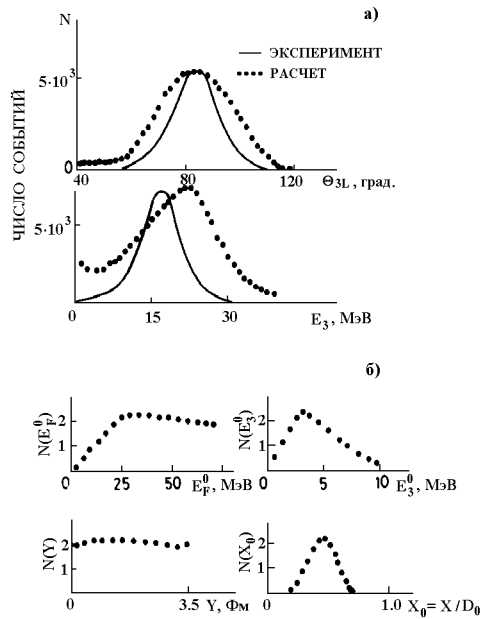
$X_0$  – нормальное распределение с  $\Delta X_0 = 0.27$ ,  $\bar{X}_0$  – совпадает с минимумом потенциальной энергии;

$Y$  – равномерное распределение в диапазоне  $0 < Y < 3.5$  Фм;

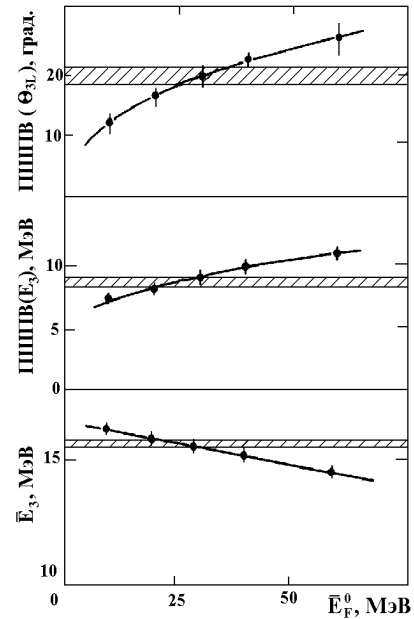
$\Theta_{3L}^0$  – изотропное распределение в диапазоне  $0 < \Theta_{3L}^0 < 180^\circ$ .

На рис.11 приведены расчетные значения  $\bar{E}_3, \text{ПШПВ}(E_3), \text{ПШПВ}(\Theta_{3L})$  в зависимости от  $E_F^0$ . Видно, что наилучшее согласие с экспериментом достигается при  $E_F^0 = 30$  МэВ. Значения  $E_F^0 \leq 1$  МэВ практически исключены. Этот вывод подтверждается и анализом деления с выходом других легких ядер и других делящихся ядер.

Таким образом, несмотря на известную ограниченность использованных методов анализа, можно с большой степенью уверенности утверждать, что осколки имеют значительную кинетическую энергию в момент разрыва шейки ядра ( $E_F^0 \geq 20$  МэВ). Это означает, что статистическая модель (требующая  $E_F^0 \simeq 1$  МэВ) не описывает адекватно процесс деления. Предпочтительной оказывается динамическая модель, предполагающая, что формирование осколков осуществляется на барьере с последующим быстрым спуском к точке разрыва без существенного перераспределения массы во время этого спуска.



**Рис.10.** Результаты анализа методом равномерных распределений. а) Конечные угловые и энергетические распределения  $\alpha$ -частиц. Сплошная линия — эксперимент, пунктир — расчет с равномерными распределениями  $E_F^0, E_3^0, Y, X_0$ . б) Распределения  $E_F^0, E_3^0, Y, X_0$ , приводящие к согласию с экспериментальными распределениями  $E_3$  и  $\Theta_{3L}$ .



**Рис.11.** Зависимость параметров угловых и энергетических распределений  $\alpha$ -частиц от величины предразрывной кинетической энергии осколков деления. Заштрихованные области представляют экспериментальные значения величин.

### Список литературы

- [1] А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, А.П.Комар, И.А.Кондуоров, А.М.Никитин, Д.М.Селиверстов. // Атомная энергия, 1969. Т.27. С.31.
- [2] А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, И.А.Кондуоров, А.М.Никитин, Д.М.Селиверстов. // ЭЧАЯ, 1972. Т.2. С.941.
- [3] A.A.Vorobyov, D.M.Seliverstov, V.T.Grachov, I.A.Kondurov, A.M.Nikitin, A.I.Egorov, Yu.K.Zalite. // Phys. Lett., 1969. V.30B. P. 332.
- [4] A.A.Vorobyov, D.M.Seliverstov, V.T.Grachov, I.A.Kondurov, A.M.Nikitin, N.N.Smirnov and Yu.K.Zalite. // Phys. Lett., 1972. V.40B. P.102.
- [5] А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, И.А.Кондуоров, Ю.А.Мирошниченко, А.Н.Никитин, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов. // Ядерная физика, 1974. Т.20. С.461.
- [6] А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, Ю.К.Залите, И.А.Кондуоров, А.М.Никитин, Д.М.Селиверстов. Препринт ФТИ-232, Ленинград, 1969. 24с.
- [7] В.Т.Грачев, Ю.И.Гусев, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов. // Ядерная физика, 1980. Т.32. С.1186.

- [8] *В.Т.Грачев, Ю.И.Гусев, Д.М.Селиверстов.* // Ядерная физика, 1988. Т.47. С.622.
- [9] *Ю.И.Гусев, Д.М.Селиверстов.* // Вопросы атомной науки и техники, сер. ядерные константы, 1988. Т.1. С.24.
- [10] *М.Я.Борковский, Ю.И.Гусев, Ю.К.Залите, Д.М.Селиверстов.* Препринт ЛИЯФ-1540, Ленинград, 1989. 36с.