

539.173

## ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

А. И. Обухов, Н. А. Перфилов

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	621
2. Представления о делении ядер . . . . .	622
3. Спонтанное деление ядер . . . . .	625
4. Сечение вынужденного деления ядер . . . . .	627
5. Массовое распределение осколков . . . . .	636
6. Зарядовое распределение осколков . . . . .	645
7. Угловое распределение осколков деления ядер . . . . .	649
8. Кинетическая энергия осколков деления . . . . .	655
9. Нейтроны, гамма-кванты и заряженные частицы, испускаемые при делении ядер . . . . .	659
Цитированная литература . . . . .	669

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Со времени открытия деления ядер при облучении урана нейтронами<sup>1</sup> и спонтанного деления ядер урана<sup>2</sup> проведены многочисленные исследования этого нового вида ядерной реакции \*). Уже в первых опытах было найдено, что при делении ядер урана освобождается большая энергия в виде кинетической энергии осколков деления<sup>7</sup> и вылетает, в среднем на деление, 2—3 нейтрона<sup>8</sup>. Эти особенности делений ядер послужили основой для осуществления цепной реакции деления ядер и создания новой отрасли промышленности — ядерной энергетики.

С постройкой ускорителей заряженных частиц область делящихся ядер была расширена. К настоящему времени делению подвергнуты ядра в широкой области массовых чисел при облучении их нейтронами, гамма-квантами и заряженными частицами от протонов и мезонов до ионов неона.

Настоящая статья посвящена обзору экспериментальных данных о делении ядер. Из-за ограниченных размеров журнальной статьи мы не могли дать достаточно полную библиографию выполненных работ по делению ядер \*\*), а также вынуждены были исключить из рассмотрения некоторые из вопросов деления, такие, как деление ядер при облучении мезонами, распределение по числу испущенных данным осколком нейтронов и др., по которым за последнее время существенно новых данных не появилось. Ссылки на большинство более ранних работ, не вошедших в цитируемую нами литературу, могут быть найдены в опубликованных обзорных статьях, сборниках статей и монографиях, посвященных делению ядер<sup>3-5, 9-19</sup>.

\*) Более подробно об открытии деления см. <sup>3-6</sup>.

\*\*) Цитируемая литература включает работы, опубликованные в основном до 1966 г.

## 2. ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

**Модель жидкой капли.** Деление ядра на два осколка сравнимой массы может осуществиться лишь в результате коллективного движения большого числа нуклонов ядра. Единственной моделью ядра к моменту открытия деления, учитывающей коллективное движение нуклонов, была модель заряженной жидкой капли. Поэтому вслед за открытием деления ядер Мейтнер и Фриш предложили рассматривать этот процесс как деление заряженной жидкой капли<sup>20</sup>, а вскоре Бором, Уилером<sup>21</sup> и Френкелем<sup>22</sup> были проведены первые количественные расчеты этого процесса.

В случае тяжелых ядер взаимное отталкивание электрических зарядов в сильной степени компенсирует действие ядерных сил притяжения, препятствующих изменению формы ядра, аналогично поверхностному натяжению жидкой капли. Как показали Бор, Уилер<sup>21</sup> и Френкель<sup>22</sup>, равномерно заряженная несжимаемая капля сферической формы неустойчива по отношению к малым аксиально симметричным деформациям, если кулоновская энергия взаимодействия зарядов  $E_c^0$  вдвое превышает энергию поверхностного натяжения  $E_s^0$ , когда

$$x = \frac{E_c^0}{2E_s^0} = \frac{\frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}}{2 \cdot 4\pi R^2 O} = \frac{3e^2}{40\pi r_0^3 O} \frac{Z^2}{A} \gg 1. \quad (1)$$

Условию неустойчивости по отношению к делению удовлетворяют ядра с  $Z^2 A \gg (Z^2/A)_{кр} = 10 \cdot \frac{4\pi}{3} \frac{r_0^3 O}{e^2}$ , где  $r_0$  и  $O$  — константы в выражениях, связывающих радиус ядра и энергию поверхностного натяжения с массовым числом,  $R = r_0 A^{1/3}$  и  $E_s = 4\pi r_0^2 A^{2/3} O$  соответственно.

Для заряженной капли с  $x = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{кр}} < 1$  сферическая форма устойчива к малым деформациям. Так как для  $x > 0,35$  потенциальная энергия исходной капли (поверхностная плюс кулоновская) превышает потенциальную энергию двух равных осколков ее деления, удаленных на бесконечность, то, следовательно, для заряженной капли с  $x$  в интервале от 0,35 до 1 потенциальная энергия должна иметь максимум при некоторой критической деформации. Чтобы ядро с  $0,35 < x < 1$  разделилось, в рамках такого классического представления в него должна быть внесена по крайней мере некоторая минимальная энергия возбуждения, энергия активации, равная по величине потенциальному барьеру  $E_f$ , разнице потенциальной энергии ядра при критической деформации и потенциальной энергии исходного ядра.

Описание произвольной деформации жидкой капли представляет трудную задачу. Для упрощения обычно ограничиваются описанием аксиально-симметричных деформаций капли, разлагая радиус-вектор капли в ряд по полиномам Лежандра

$$R(\theta) = \frac{R_0}{\lambda} \left[ 1 + \sum_1^N \alpha_n P_n(\cos \theta) \right], \quad (2)$$

где серия  $N$  коэффициентов  $\alpha_n$  определяет форму капли, а параметр  $\lambda$  нормализует ее объем к исходному значению  $(4/3)\pi R_0^3$ . Исследуя потенциальную энергию деформированной капли как функцию  $N$  переменных  $\alpha_n$ , можно найти форму ядра при критической деформации, которой соответствует наименьшая потенциальная энергия (седловая точка на поверхности потенциальной энергии). Бор и Уилер<sup>21</sup> рассмотрели симметричную

деформацию заряженной жидкой капли, ограничившись в разложении радиуса-вектора (2) первыми членами  $P_2$  и  $P_4$ . Это позволило им определить барьеры деления только для ядер, близких к границе стабильности,  $(Z^2/A)_{кр}$ . В последующих работах<sup>23, 24</sup> рассматривались симметричные деформации ядер, соответствующие большему числу членов в разложении (2). Так, в численных расчетах Коэна и Святецкого<sup>24</sup> число членов разложения  $N$  равно 18, что позволило авторам определить форму ядер при критической симметричной деформации и соответствующие барьеры для ядер, далеких от границы стабильности. Вычисленные величины барьеров деления<sup>24</sup> можно приближенно представить как

$$\left. \begin{aligned} E_f &= 0,83 (1-x)^3 E_s^0 && \text{для } \frac{2}{3} < x < 1, \\ E_f &= 0,38 (0,75-x) E_s^0 && \text{для } \frac{1}{3} < x < \frac{2}{3}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

На рис. 1а и 1б представлены вычисленные Коэном и Святецким барьеры деления и соответствующая им форма ядер при критической симметричной деформации для нескольких значений  $x$ .

В ряде работ<sup>23, 24</sup> исследовалась устойчивость симметричной формы заряженной жидкой капли при критической деформации по отношению к асимметричным деформациям типа  $\alpha_3$ ,  $\alpha_5$  и т. д. Как было найдено, добавление асимметричной компоненты деформации к симметричной критической деформации капли приводит к увеличению потенциальной энергии капли для  $x > 0,39$ . Таким образом, в модели жидкой капли для ядер с  $x > 0,39$  потенциальный барьер для симметричной деформации является наинизшим барьером на поверхности потенциальной энергии (седловая точка).

Коэн и Святецкий<sup>24</sup> вычислили также потенциальную энергию двух одинаковых равномерно заряженных эллипсоидов в контакте. Они нашли, что для  $x < 0,7$  минимальная потенциальная энергия такой системы соответствует рассчитанным значениям барьеров деления, а форма осколков в момент разделения близка к форме будущих осколков в седловой точке, в отличие от тяжелых ядер с  $x > 0,7$ , для которых форма ядра при критической деформации (рис. 1) существенно отличается от двух эллипсоидов в контакте.

Струтинский и др.<sup>25, 26</sup>, решив вариационное уравнение для поверхности заряженной жидкой капли, минимизируя потенциальную энергию капли на каждом этапе ее деформации, нашли в результате, что на всем пути до момента разделения капли минимум ее потенциальной энергии соответствует симметричной конфигурации капли, за исключением ядер с  $x \simeq 0,8$ , для которых при критической деформации, возможно, появляется неустойчивость к асимметричным деформациям<sup>26</sup>. В этих расчетах найдено, что форма ядра в седловой точке и барьеры деления близки к значениям, полученным Коэном и Святецким. Струтинским проведен также вариант расчета деформации ядра с переменным поверхностным натяжением, зависящим от кривизны поверхности ядра<sup>26</sup>. Найдено, например, что расчетные значения формы ядра в седловой точке (точнее, значения

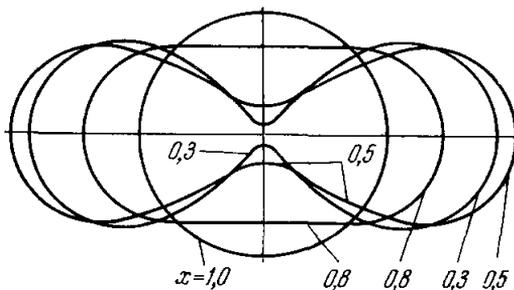


Рис. 1а. Форма ядер в седловой точке в модели жидкой капли<sup>24</sup>.

момента инерции) в этом случае лучше согласуются с экспериментальными значениями (см. раздел 7), чем расчетные значения для ядра с постоянным поверхностным натяжением.

**Каналы деления; гипотеза О. Бора.** Согласно Бору и Уиллеру<sup>21</sup> вероятность деления ядра определяется отношением числа состояний ядра при критической деформации  $N_f$ , которые доступны при данной энергии возбуждения, к числу состояний исходного ядра, так что

$$\Gamma_f = \hbar A_f = \frac{D}{2\pi} N_f, \quad (4)$$

где  $A_f$  есть вероятность распада в единицу времени данного уровня составного ядра путем деления,  $\Gamma_f$  — делительная ширина рассматриваемого уровня,  $D$  — среднее расстояние между уровнями составного ядра.

Рассматривая деление как квантовомеханический процесс туннельного проникновения осколков через потенциальный барьер, Хилл и Уиллер<sup>27</sup> связали вероятность деления ядра с разницей между энергией возбуждения ядра  $E$  и высотой барьера  $E_f$  параболической формы (перевернутая кривая потенциальной энергии гармонического осциллятора)

$$\langle \Gamma_f \rangle = \frac{D}{2\pi} \left\{ \frac{1}{1 + \exp [2\pi (E_f - E)/\hbar\omega]} \right\}, \quad (5)$$

где  $\omega$  — частота колебаний гармонического осциллятора. Выражение в фигурных скобках (проницаемость барьера) равно 0,5 при энергии возбуждения ядра  $E = E_f$ , экспоненциально уменьшается с уменьшением  $E$  и обращается в единицу, когда энергия возбуждения ядра значительно превышает высоту барьера. В самом общем виде среднее

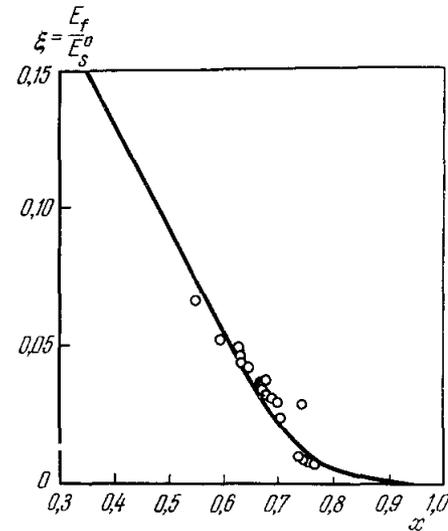


Рис. 16. Расчетные<sup>24</sup> и экспериментальные<sup>52, 78, 97</sup> значения барьера деления, в относительных единицах  $E_f/E_s^0$ , в зависимости от  $x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{кр}$ .

Для экспериментальных значений принято

$$E_s^0 = 17,8 \cdot A^{2/3} \text{ Мэв}, \quad (Z^2/A)_{кр} = 48,0.$$

значение делительной ширины ряда близлежащих уровней составного ядра со спином  $I$  и четностью  $\pi$ <sup>28</sup> будет

$$\langle \Gamma_f^{I, \pi} \rangle = \frac{D^{I, \pi}}{2\pi} \sum_{\lambda} \frac{1}{1 + \exp [(E_f^{I, \pi} - E)/\hbar\omega]} = \frac{D^{I, \pi}}{2\pi} N_{эфф}, \quad (6)$$

где суммирование производится по всем возможным состояниям ядра в седловой точке (каналам деления) со спином  $I$  и четностью  $\pi$ , с каждым из которых связано свое значение барьера деления  $E_f^{I, \pi}$ , а  $N_{эфф}$  — эффективное число каналов деления.

В 1955 г. О. Бор<sup>29</sup> предположил, что при энергии возбуждения ядра, не слишком превышающей барьер деления, когда большая часть энергии возбуждения превращена в седловой точке в энергию деформации ядра, для ядра в седловой точке имеется лишь небольшое число доступных со-

стояний (каналов деления). Далее он предположил, что спектр состояний ядра в седловой точке, спектр каналов деления, подобен спектру возбужденных состояний того же ядра вблизи равновесия, т. е. спектру состояний, соответствующих возбуждению коллективных степеней свободы ядра (вращательных и колебательных) и нуклонных степеней свободы. Так, например, спектр возбужденных состояний в седловой точке четно-четного делящегося ядра, как можно ожидать согласно этой гипотезе, состоит из ротационной полосы уровней основного состояния с  $K = 0$ ,  $I^\pi = 0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  и т. д., второй полосы на несколько сотен  $kэв$  выше уровней с  $K = 0$ ,  $I^\pi = 1^-, 3^-, 5^-$  и т. д.\*). При еще больших энергиях возможны более комплексные ротационно-вибрационные состояния, наконец, при энергиях около  $2 \text{ Мэв}$  (см. раздел 7) — одночастичные состояния, обязанные появлению первых двух неспаренных нуклонов в ядре  $^{28}$ .

Гипотеза каналов деления оказалась плодотворной, как будет видно ниже, при объяснении многих сторон процесса деления, особенно при объяснении энергетической зависимости сечений деления и угловой анизотропии деления ядер.

### 3. СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

В случае спонтанного деления ядер мы имеем дело с квантовомеханическим эффектом проникновения осколков через потенциальный барьер, предсказанным Бором и Уилером <sup>21</sup> и открытым Флеровым и Петржаком <sup>2</sup>. Проницаемость осколков через потенциальный барьер должна увеличиваться, а время жизни ядра по отношению к спонтанному делению уменьшаться с ростом параметра делимости  $Z^2/A$ , так как в этом случае, согласно модели жидкой капли, уменьшается величина потенциального барьера. На рис. 2 представлены имеющиеся к настоящему времени данные о зависимости времени полураспада для спонтанного деления ядер  $T_{1/2}$  от  $Z^2/A$ . Основная наблюдаемая закономерность в этой зависимости, как и ожидается из модели жидкой капли, есть уменьшение <sup>34</sup>  $T_{1/2}$  (сп) с ростом  $Z^2/A$ . Однако, как видно из рис. 2, эта зависимость не является универсальной: для четно-четных изотопов данного элемента  $T_{1/2}$  (сп) сначала возрастает с увеличением массового числа изотопа (с увеличением числа нейтронов), достигает максимума и затем уменьшается <sup>35</sup>. Другое отклонение от простой зависимости заключается в увеличении <sup>34, 36</sup> в  $10^3 - 10^6$  раз

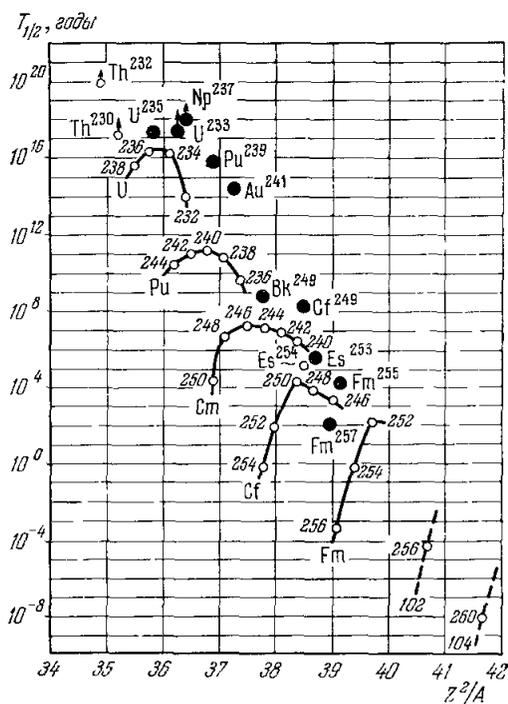


Рис. 2. Зависимость времени полураспада ядер путем спонтанного деления  $T_{1/2}$  (сп) от  $Z^2/A$  — параметра делимости ядра <sup>30-33</sup>.

\*)  $K$  — проекция углового момента ядра  $I$  на его ось симметрии.

$T_{1/2}$  (сп) ядер с нечетным массовым числом в сравнении с четно-четными ядрами с тем же значением параметра  $Z^2/A$ . Оба из указанных отклонений связаны, по-видимому, с тем, что величина барьера деления зависит не только от  $Z^2/A$  ядра, как это предсказывается в модели жидкой капли, но и от соотношения между числом нейтронов и протонов в ядре, в конечном счете — от структуры ядра.

Святецкий<sup>37</sup> нашел эмпирическую зависимость  $T_{1/2}$  (сп) от  $Z^2/A$ , в которой отклонение  $T_{1/2}$  (сп) от ожидаемого значения по модели жидкой капли связывается с отклонением  $\delta m$  массы ядра от значения по полуэмпирической массовой формуле модели жидкой капли. Последнее отклонение приводит к флуктуации величины барьера и, в конечном счете, к отклонению периодов полураспада. Другое предложенное в рамках простой обобщенной модели ядра объяснение аномально больших времен жизни по отношению к спонтанному делению ядер с нечетным массовым числом заключается в следующем<sup>38,39</sup>. Из-за сохранения спина ядра и четности в процессе деления ядра с нечетным массовым числом нечетный нуклон в процессе деформации не может перейти на другие уровни, даже если это приведет к выигрышу в энергии, и, следовательно, состояние такого ядра при прохождении через потенциальный барьер не совпадает с самым нижним энергетическим состоянием. В случае же четно-четных делящихся ядер спаренное состояние с нулевым спином является, по-видимому, наименьшим состоянием при всех деформациях, включая критическую. Юханссон<sup>40</sup>, предполагая, что схема уровней Нильссона действительна вплоть до деформаций ядра в седловой точке, экстраполировал положение уровней в седловой точке и оценил влияние одночастичных эффектов на величину барьера деления. С учетом этих эффектов он получил плавную зависимость  $T_{1/2}$  (сп) от  $Z^2/A$ , как это вытекает из модели жидкой капли. Однако предсказанные Юханссоном значения  $T_{1/2}$  (сп) для элементов 102 и 104 в сильной степени расходятся с экспериментальными значениями<sup>32,33</sup>, что является, по-видимому, следствием больших приближений в определении положения нуклонных орбит и оценки деформаций основного состояния ядра и ядра в седловой точке.

Фонг указал<sup>41</sup> на возможную связь между различием  $T_{1/2}$  (сп) для четно-четных и  $A$ -нечетных спонтанно делящихся ядер и зависимостью энергии парной корреляции нуклонов от деформации ядра. Чтобы объяснить наблюдаемое различие в  $T_{1/2}$  (сп), необходимо предположить разницу в энергии спаривания в седловой точке и основном состоянии четно-четного ядра  $\sim 0,4$  Мэв. Как было недавно найдено в опытах по изучению угловой анизотропии деления<sup>42</sup> (см. раздел 7), величина энергетической щели четно-четного делящегося ядра  $\text{Pu}^{240}$  в седловой точке  $\Delta_0^{c,t}$  почти вдвое превышает величину энергетической щели ядра  $\text{Pu}^{240}$  в основном состоянии  $\Delta_0$ . Барьер деления четно-четного ядра,  $E_f(\text{ч-ч}) = E_f(\text{неч}) + (\Delta_0 - \Delta_0^{c,t})$ , вследствие этого меньше примерно на  $0,7$  Мэв барьера деления соседнего нечетного ядра, что соответствует увеличению времени жизни нечетного ядра по отношению к спонтанному делению в сравнении с четно-четным ядром примерно в  $2 \cdot 10^3$  раз<sup>42</sup> и близко к экспериментально наблюдаемым отклонениям.

В последние годы было обнаружено интересное явление аномально быстрого распада спонтанно делящихся ядер, полученных при облучении тяжелых ядер частицами. Впервые быстро распадающаяся путем спонтанного деления фракция была обнаружена<sup>43</sup> в 1962 г. при облучении урана ускоренными ионами  $\text{O}^{16}$  и  $\text{Ne}^{22}$ , а впоследствии и при облучении плутония и америция нейтронами, дейтонами и альфа-частицами<sup>44-46</sup>. Как установлено<sup>44</sup>, период полураспада ядер  $\text{Am}^{242}$  в  $\sim 10^{10}$  раз меньше времени, ожидаемого по систематике времен распада (см. рис. 2). Этот аномально быстрый распад связывается со спонтанным делением ядра  $\text{Am}^{242}$  из изомерного состояния с энергией  $2-3$  Мэв<sup>44,45</sup>. К настоящему времени обнаружено спонтанное деление ряда ядер из изомерного состояния с периодом полураспада от  $0,8$  мсек до  $60$  сек<sup>46</sup>. Как было недавно найдено<sup>47</sup>, спонтанное деление из изомерного состояния ядер  $\text{Am}^{242}$  преимущественно асимметрично, подобно обычному спонтанному делению ядер (см. раздел 5,1). По-видимому, это только первые примеры изучения спонтанного деления ядер из изомерного состояния.

## 4. СЕЧЕНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

## 4.1. Деление ядер при низких энергиях возбуждения

В случае деления тяжелых ядер при облучении нейтронами ядра-мишени условно можно подразделить на две группы: ядра, делящиеся и не делящиеся при облучении их тепловыми нейтронами (рис. 3 и табл. I). В первом

Таблица I

Сечения деления ядер  $\sigma_f$  при облучении тепловыми нейтронами

Ядро-мишень	$\sigma_f$	Литература	Ядро-мишень	$\sigma_f$	Литература	Ядро-мишень	$\sigma_f$	Литература
Th <sup>229</sup>	32±3	49	Pu <sup>239</sup> *)	740,6±3,5	49	Am <sup>241</sup>	2300±300	49
U <sup>232</sup>	77±10	«		742,4±3,5	50		2300±300	«
U <sup>233</sup> *)	524,5±1,9	«	Pu <sup>241</sup> *)	950±30	49	Cf <sup>249</sup>	1735±70	«
	527,7±2,1	50		1009±9	50	Cf <sup>250</sup>	350	«
U <sup>235</sup> *)	577,1±0,9	49	Am <sup>242g</sup>	2900±1000	49	Cf <sup>251</sup>	3000±260	«
	579,5±2,0	50	Am <sup>242m</sup>	6000±500	«			

\*) Рекомендованные 49, 50 среднемировые значения  $\sigma_f$  для нейтронов 2200 м/сек.

случае барьер деления ( $E_f$ ) составного ядра меньше, во втором случае — больше энергии связи нейтрона ( $B_n$ ) в составном ядре. Сечения деления

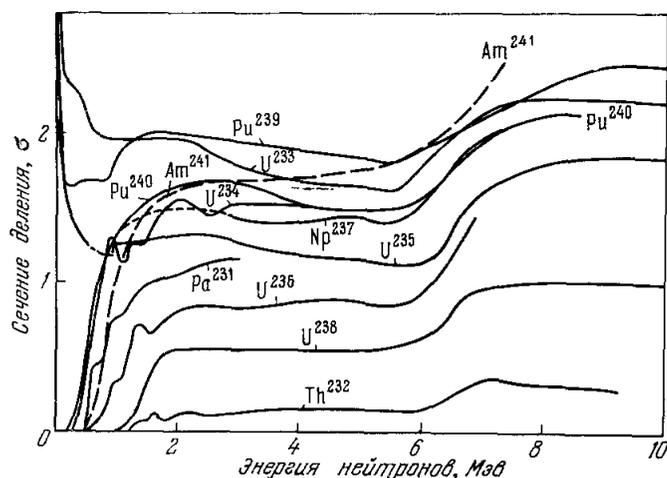


Рис. 3. Зависимость сечения деления ядер от энергии нейтронов (компиляции данных и ссылки на первоисточники приведены в статье Хенкеля <sup>48</sup>) ( $\sigma$  — в б).

ядер первой группы с повышением энергии нейтронов сначала спадают, испытывая ряд резонансных подъемов <sup>49</sup>, и при энергии нейтронов 1—5 МэВ образуют первое плато (см. рис. 3). Ядра второй группы начинают делиться лишь при некоторой пороговой энергии нейтронов, их сечения деления сначала круто возрастают, а затем достигают насыщения,

первого плато. При повышении энергии нейтронов свыше  $5 \text{ Мэв}$  характер изменения сечения деления двух групп ядер подобен (рис. 3).

Деление ядер вблизи барьера. Для ядер типа  $\text{U}^{238}$ ,  $\text{Th}^{232}$  изучение функции возбуждения деления при энергиях возбуждения, меньших барьера деления, возможно при облучении их нейтронами<sup>49</sup> (см. рис. 3), фотонами<sup>51</sup> и нейтронами от срыва дейтонов, в  $(d, pf)$ -реакции<sup>52</sup>. Для ядер же типа  $\text{U}^{233}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Pu}^{239}$  подобное изучение возможно лишь в двух последних случаях, так как уже при облучении тепловыми нейтронами сечения деления этих ядер составляют несколько сотен барн (см. табл. I). Общей закономерностью деления ядер при энергиях возбуждения  $E^*$ , меньших барьера деления, является быстрый, экспоненциальный рост  $\sigma_f$  с увеличением  $E^*$ .

При облучении  $\text{U}^{238}$  нейтронами<sup>53</sup>, в реакции  $(n, f)$ ,  $\text{U}^{233}$ ,  $\text{U}^{235}$  и  $\text{Pu}^{239}$  нейтронами от развала дейтонов, в  $(d, pf)$ -реакции<sup>52</sup>, в функции возбуждения деления были обнаружены нерегулярности, которые связываются с проявлением дискретной структуры ядерных уровней в седловой точке, каналов деления. С возрастанием энергии возбуждения в области ниже барьера деления сечение деления возрастает каждый раз, когда проявится очередной эффективный барьер деления. Согласно (5) вероятность проникновения через потенциальный барьер равна 0,5, когда энергия возбуждения равна по величине барьеру деления. В соответствии с этим, в качестве величины  $E_f$  принимается значение  $E^*$ , при которой сечение деления составляет половину от значения на первом плато. Определенные таким образом Нортропом и др.<sup>52</sup> значения барьера деления для составных ядер  $\text{U}^{239}$ ,  $\text{U}^{236}$ ,  $\text{U}^{234}$ ,  $\text{Pu}^{240}$  равны соответственно 6,34; 5,79; 5,27 и 4,77  $\text{Мэв}$ .

Имеется ряд неопределенностей при определении величины барьера деления по энергии  $E^*$ , при которой сечение деления составляет половину значения на первом плато. Так, по определению, величина барьера деления связана с точностью установления первого плато в сечении деления. Часть изломов в функции возбуждения может быть пропущена из-за недостаточной точности измерений. Из обнаруженных изломов часть может быть обязана конкуренции испускания нейтронов. Это относится к случаю определения барьера деления ядер с  $E_f > B_n$ . Из-за отсутствия детальной информации о вероятности эмиссии нейтронов из составного ядра трудно установить в этом случае, какие изломы в функции возбуждения обязаны барьеру деления. Как было указано Усачевым и др.<sup>54</sup>, имеется еще одна неопределенность в определении величины барьера деления. Для ядер, у которых  $E_f < B_n$  и у которых единственным конкурирующим с делением процессом при  $E^* < E_f$  есть испускание фотона, делимость достигает половины делимости на плато, когда делительная ширина  $\Gamma_f$  становится равной радиационной ширине  $\Gamma_\gamma$ , что соответствует энергии возбуждения, меньшей величины барьера деления на несколько сотен  $\text{кэв}$  в случае деления составных ядер  $\text{U}^{234}$ ,  $\text{U}^{236}$ ,  $\text{Pu}^{240}$ .

Как было найдено в достаточно прецизионных измерениях<sup>49, 55-58</sup>, сечение деления ряда ядер с порогом  $E_n > 0$  в далекой подпороговой области не уменьшается по экспоненциальному закону с уменьшением  $E^*$ , а имеет примерно постоянное значение в достаточно широкой области  $E^* < E_f$ . Это может быть связано с тем, что при облучении, например,  $\text{Pu}^{240}$ , нейтронами деление в этой области энергий происходит через каналы с  $K = 1/2^-$  или  $3/2^-$ , которые для составного ядра  $\text{Pu}^{241}$  находятся, по-видимому, ниже<sup>57</sup>, чем каналы с  $K = 1/2^+$ . Сечение деления примерно постоянно в широкой области энергий, так как увеличение проницаемости барьера с ростом энергии  $p$ -нейтронов компенсируется уменьшением сечения образования составного ядра при их поглощении<sup>57, 58</sup>.

Резонансы в сечении деления. Характерными особенностями резонансной структуры сечения деления ядер  $\text{U}^{233}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Pu}^{239}$  и  $\text{Pu}^{241}$  являются большие отклонения от среднего делительных ширин  $\Gamma_f$  резонансов и, в значительной мере, асимметричная форма большого

числа резонансов<sup>49</sup>. Эти особенности в поведении сечения деления ядер связываются с ограниченным числом возможных при данной энергии состояний ядра в седловой точке, каналов деления. В проведенных до сих пор анализах сечений деления ядер в резонансной области учитывалась интерференция близлежащих уровней<sup>59,60</sup>, но при этом считалось, что положение максимума резонанса в  $\sigma_f$  совпадает с положением уровня составного ядра. Согласно статистической трактовке Портера — Томаса<sup>61</sup> флуктуации делительных ширин  $\Gamma_f$  могут быть описаны  $\chi^2$ -распределением с числом степеней свободы  $\nu$ , совпадающим с числом эффективно открытых каналов деления  $N_f$  от  $\sim 2$  до 4. Определение числа каналов деления непосредственно с помощью формулы (4),  $N_f = 2\pi \langle \Gamma_f \rangle / D$ , дает значительно меньшие значения  $N_f$  от 0,18 до 0,65<sup>62</sup>. Согласно же систематике возможных состояний ядер<sup>28</sup> число открытых каналов деления в случае облучения  $U^{233}$ ,  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$   $s$ -нейтронами равно примерно 1,5 в первых двух случаях и 0,5 — в последнем случае, в среднем для двух спиновых состояний  $I = I_0 \pm 1/2$ .

Как указал недавно Линн<sup>63</sup>, несоответствие в числе каналов деления, определенном из эксперимента согласно формуле (4) и предсказанном теорией каналов деления, может быть следствием недооценки средней делительной ширины резонансов  $\langle \Gamma_f \rangle$ , что в свою очередь является следствием трактовки резонансов, которые в действительности во многих случаях являются квазирезонансами, результатом интерференции уровней. Линн<sup>63</sup> промоделировал интерференцию уровней ядра, задаваясь числом каналов деления, близким к предсказываемому теорией, и в результате нашел, что многие из уровней составного ядра не «проявляются» в моделированных квазирезонансах (22 вместо 34), квазирезонансы во многих случаях не совпадают по положению с уровнями составного ядра и имеют асимметричную форму. Анализ квазирезонансов по формуле Брейта — Вигнера для изолированного уровня приводит к числу каналов деления  $N_f = 0,8$ , близкому к экспериментальному значению<sup>62</sup> для  $U^{233}$ , а сравнение распределения по величине  $\Gamma_f$  квазирезонансов с  $\chi^2$ -распределением дает  $\nu = 4$ . Таким образом, Линн<sup>63</sup>, задаваясь параметрами, близкими к ожидаемым по теории каналов деления, воспроизвел основные особенности наблюдаемых резонансов в сечении деления ядер.

#### 4. 2. Деление ядер при средних энергиях возбуждения

Деление, вызванное нейтронами. При энергии нейтронов свыше  $\sim 10$  *кэв* средняя делительная ширина уровней образующегося составного ядра много больше среднего расстояния между уровнями, так что отдельные уровни уже не проявляются в сечении деления ядер, делящихся при облучении тепловыми нейтронами; сечения деления таких ядер быстро уменьшаются с ростом энергии нейтрона, как мы уже видели на рис. 3, и приблизительно постоянны между 2 и 5 *Мэв*. Для ядер с  $Z \geq 90$ , у которых  $E_f > B_n$ , сечение деления также имеет плато в этой области  $E_n$ . С ростом энергии нейтронов выше 6 *Мэв*, когда становится энергетически возможным деление ядра после испускания одного нейтрона, ( $n, n'$ ), сечения ядер с  $Z > 90$  изменяются скачкообразно (см. рис. 3), достигая второго плато. Такие скачки в сечении деления наблюдаются также после испускания 2-го, 3-го и т. д. нейтронов до деления, при энергиях бомбардирующих нейтронов около 12, 17 и т. д. *Мэв*<sup>18, 49</sup>.

Основные особенности поведения функции возбуждения тяжелых ядер были предсказаны Бором и Уилером<sup>21</sup>. Сечение деления на первом

плато может быть представлено как

$$\sigma_f = \sigma_c \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n}, \quad (7)$$

где  $\sigma_c$  — сечение образования составного ядра,  $\Gamma_f$  и  $\Gamma_n$  — делительная и нейтронная ширины, усредненные по многим уровням составного ядра. При таких энергиях возбуждения вероятностью испускания фотонов и заряженных частиц можно пренебречь. Зная  $\sigma_f$  и  $\sigma_c$  в области первого плато, можно с помощью (7) определить  $\Gamma_f/\Gamma_n$ . Такие вычисления были проделаны для ряда ядер<sup>64</sup>. Полученные результаты свидетельствуют об увеличении вероятности деления с ростом параметра делимости ядра  $Z^2/A$ , а для данного элемента — с уменьшением массового числа изотопа \*) (рис. 4). Зная отношение  $\Gamma_f/\Gamma_n$  в области первого плато и предположив, что оно не изменяется с энергией возбуждения, можно оценить сечения деления ядра при энергиях нейтронов в области второго плато (середина второго плато — при энергиях нейтронов около 10 Мэв) как

$$\begin{aligned} \sigma_f(10) &= [\sigma_f(10)_{A+1} + \sigma_f(10)_A] = \\ &= \sigma_c(10) \left\{ \left( \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n} \right)_{A+1} + \left[ 1 - \left( \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n} \right)_{A+1} \right] \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n} \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

С помощью выражений типа (8) можно, зная  $\Gamma_f/\Gamma_n$  в области первого плато и экспериментальные сечения деления, последовательно рассчитать значения  $\Gamma_f/\Gamma_n$  для энергий возбуждения в области второго, третьего и т. д. плато.

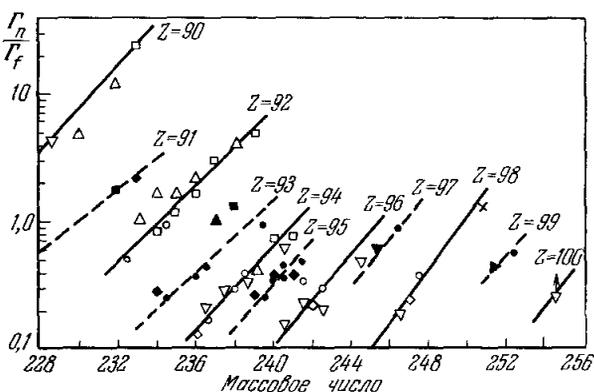


Рис. 4. Значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  как функции массового числа делящегося ядра<sup>64</sup>.

Квадраты относятся к данным, полученным из значений сечения деления ядер при облучении нейтронами с энергией 3 Мэв, и соответствуют энергии возбуждения 8—10 Мэв. Треугольники относятся к данным, полученным из фотоделения, и соответствуют энергии возбуждения 8—12 Мэв. Кружки, ромбы и перевернутые треугольники относятся к средним значениям  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , полученным из исследования функции возбуждения продуктов реакции расщепления, и соответствуют средней энергии возбуждения около 13, 18 и 23 Мэв. Крестик соответствует энергии возбуждения около 44 Мэв.

и испускания фотонейтронов или из относительной делимости ядер можно вычислить значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$ . Полученные<sup>64</sup> таким образом значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  приведены на рис. 4. Они достаточно близки к значениям, вычисленным из сечений деления ядер на первом плато при облучении ядер нейтронами.

\*) Подробное рассмотрение зависимости  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от величины барьера деления и энергии связи нейтрона  $E_f$  и  $B_n$  проделано Хойзенгой и Ванделбошем<sup>17</sup>.

Полученные результаты<sup>64,65</sup> свидетельствуют о том, что  $\Gamma_f/\Gamma_n$  для тяжелых ядер не зависит или слабо зависит от энергии возбуждения ядра в этой области.

Деление, вызванное фотонами. Сечение деления тяжелых ядер проходит вблизи энергии фотонов 14 Мэв через максимум, обусловленный гигантским резонансом в сечении неупругого взаимодействия фотонов<sup>51, 66</sup>. Так как вкладом реакции  $(\gamma, \gamma')$  в этой области энергий можно пренебречь, из измеренных значений сечений деления

Деление ядер, вызванное заряженными частицами. Кулоновский барьер ядра для заряженных частиц приводит к тому, что как полное сечение образования составного ядра, так и сечение деления тяжелых ядер, малые при энергиях частиц ниже кулоновского барьера, быстро возрастают с увеличением энергии заряженных частиц<sup>67-72</sup>. Затем, при энергиях частиц выше кулоновского барьера сечение деления тяжелых ядер медленно возрастает (рис. 5). Для слабо делящихся ядер, например, ядер висмута, полное сечение реакций

расщепления типа  $(He^4, xn)$  почти совпадает с сечением образования составного ядра (см. рис. 5). Для хорошо делящихся ядер конкуренция деления приводит к значительному уменьшению сечения реакций расщепления, при этом по величине этого уменьшения можно судить о степени конкуренции деления. Проведенные с некоторыми упрощениями аналитические расчеты конкуренции деления ядер и испарения частиц позволили получить усредненные значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  путем сравнения расчетных и экспериментальных значений сечений реакций расщепления<sup>67, 68</sup>. Эти значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  приведены на рис. 4, и, как видно, наблюдается достаточно хорошее согласие с величинами  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , вычисленными из значений сечений деления ядер при облучении нейтронами и фотонами. Таким образом, результаты изучения зависимости сечения деления тяжелых ядер с  $Z \sim 90$  от энергии нейтронов, фотонов и заряженных частиц свидетельствуют о том, что  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для этих ядер не зависит или слабо зависит от энергии возбуждения вплоть до  $\sim 40$  Мэв.

Для ядер с  $Z < 90$  при облучении их заряженными частицами средних энергий энергетическая зависимость сечения деления иная, чем для тяжелых ядер с  $Z \sim 90$ . Быстрое возрастание сечения деления ядер с  $Z < 90$  наблюдалось при облучении их нейтронами<sup>74</sup>, протонами<sup>75</sup>, дейтонами<sup>76</sup> и альфа-частицами<sup>77-79</sup> (рис. 6). Быстрое возрастание сечения деления свидетельствует о том, что деление этих ядер происходит в подавляющем большинстве случаев до испускания нейтронов<sup>77, 78</sup>. Из измеренных сечений деления, точнее, из  $\sigma_f/\sigma_c$ , можно получить  $\Gamma_f/\Gamma_n$  (см. рис. 6), так как  $\sigma_f/\sigma_c = \Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_n) \simeq \Gamma_f/\Gamma_n$  из-за малой величины  $\Gamma_f$  в сравнении с  $\Gamma_n$  для этих ядер. Видно, что  $\Gamma_f/\Gamma_n$  для составных ядер от астатина до таллия возрастает с ростом энергии возбуждения, в отличие от тяжелых ядер, где, как мы видели,  $\Gamma_f/\Gamma_n$  не изменяется или мало изменяется с ростом энергии возбуждения в этом энергетическом интервале.

В работе Хойзенги и Ванденбоша<sup>17</sup> получено выражение для  $\Gamma_f/\Gamma_n$ :

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{h_0 a_n [2a_f^{1/2} (E^* - E_f)^{1/2} - 1]}{4I^2 a_f (E^* - B_n)} \exp [2a_f^{1/2} (E^* - E_f)^{1/2} - 2a_n^{1/2} (E^* - B_n)^{1/2}], \quad (9)$$

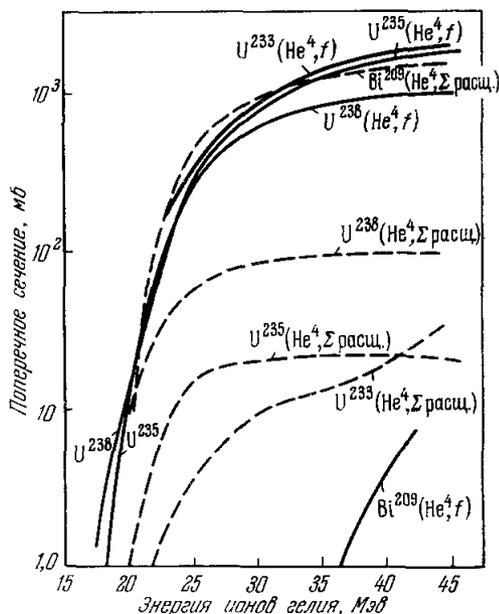


Рис. 5. Зависимость сечения деления ядер  $\sigma_f$  и полного сечения образования продуктов расщепления в реакции  $(He^4, xn, \gamma p)$  при облучении  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $U^{238}$  и  $Bi^{209}$  альфа-частицами<sup>67, 69, 70, 78</sup>.

где  $k_0 = \hbar^2/gmr_0^2$  — константа,  $E_f$  и  $B_n$  — барьер деления и энергия связи нейтрона в составном ядре,  $a_n$  и  $a_f$  — константы в зависимости плотности уровней от энергии возбуждения,  $\rho(E) \sim \exp[2(aE)^{1/2}]$ , соответственно исходного ядра и ядра в седловой точке. Вывод выражения (9) основан на определении Бором и Уилером вероятности деления ядра как отношения числа состояний ядра в седловой точке к числу состояний исходного ядра<sup>21</sup>. Хойзенга и др.<sup>78</sup> нашли, что экспериментальную зависимость  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии возбуждения рис. 6 можно воспроизвести с помощью (9) лишь при условии  $a_f > a_n$ . Варьируя значения параметров  $a_n$ ,  $a_f$  и  $E_f$  при условии  $a_f > a_n$ , Хойзенга и др.<sup>78</sup> достигли наилучшего согласия экспериментальных и расчетных значений  $\Gamma_f/\Gamma_n$  при значениях параметров, приведенных в табл. II. Барьеры деления этих ядер указаны также на рис. 1.

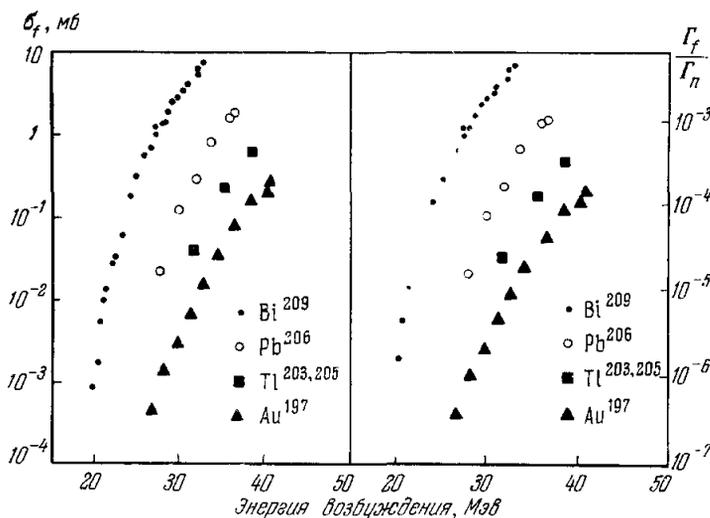


Рис. 6. Зависимость сечения деления ядер  $\sigma_f$  и отношения  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии возбуждения при облучении  $\text{Au}^{197}$ ,  $\text{Tl}^{203, 205}$ ,  $\text{Pb}^{206}$  и  $\text{Bi}^{209}$  альфа-частицами<sup>78</sup>.

Недавно Бернетт и др.<sup>79</sup> получили подобные результаты при облучении золота ионами  $\text{He}^4$ . Бернетт и др. дополнительно учли эффект проницаемости потенциального барьера ядра и нашли, что наилучшее согласие экспериментальной и теоретической зависимости  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии возбуждения может быть получено для этого ядра при значении  $E_f = 22,5 \text{ Мэв}$ .

Таблица II

Величина барьера деления  $E_f$  и значения параметров плотности уровней  $a_n$  и  $a_f$ <sup>78</sup>

Составное ядро	$E_f$ , Мэв	$a_n$ , Мэв <sup>-1</sup>	$a_f$ , Мэв <sup>-1</sup>	Составное ядро	$E_f$ , Мэв	$a_n$ , Мэв <sup>-1</sup>	$a_f$ , Мэв <sup>-1</sup>
$\text{Tl}^{201}$	19,83	21,63	25,12	$\text{Po}^{210}$	19,73	21,90	26,25
$\text{Bi}^{207, 209}$	20,57	22,23	26,0	$\text{At}^{213}$	15,81	21,44	26,62

Тот факт, что для совпадения экспериментальной и расчетной зависимостей  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии возбуждения необходимо условие  $a_f > a_n$ , может быть объяснен<sup>78</sup> влиянием оболочечной структуры исходного ядра на вели-

чину  $a_n$ . С ростом энергии возбуждения исходного составного ядра можно ожидать уменьшения влияния оболочечной структуры ядра, сближения значений параметров  $a_n$  и  $a_f$ , замедления роста  $\Gamma_f/\Gamma_n$  и, следовательно, сечения деления  $\sigma_f$  для этих ядер.

#### 4. 3. Деление ядер при высоких энергиях возбуждения

Деление, вызванное нейтронами, протонами, дейтронами и ионами высоких энергий. Если бы вероятность деления ядер  $\Gamma_f/\Gamma_n$  с увеличением энергии возбуждения оставалась примерно неизменной, как это было найдено в области средних энергий для тяжелых ядер с  $Z > 90$ , или возрастала, как это было найдено для ядер с  $Z < 90$ , то при возрастании энергии бомбардирующих частиц сечения деления ядер асимптотически приближались бы к сечению неупругого взаимодействия. В действительности этого не наблюдается. Сечение деления тяжелых ядер типа урана и тория при облучении нейтронами  $^{80}, ^{81}$ , протонами  $^{73}, ^{82}, ^{83}$ , дейтронами  $^{73}, ^{82}$  и альфа-частицами  $^{84}$  незначительно изменяется в интервале энергий бомбардирующих частиц  $100-600$  Мэв\*), оставаясь меньше сечения неупругого взаимодействия. Сечение деления ядер легче тория, таких, как висмут, золото, при облучении нейтронами  $^{80}, ^{81}$ , протонами  $^{82}, ^{83}$ , альфа-частицами  $^{84}$  высоких энергий растет с увеличением энергии частиц до  $460-660$  Мэв и затем достигает насыщения. На рис. 7 представлены сечения деления ряда ядер от урана до серебра в зависимости от  $Z^2/A$  при облучении протонами высоких энергий в области насыщения. Эта зависимость сечения деления может быть представлена аналитически в виде<sup>86</sup>

$$\sigma_f/\sigma_T = \exp \{0,682 [(Z^2/A) - 36,25]\}. \quad (10)$$

Как видно из рис. 7, экспериментальные значения делимостей  $\sigma_f/\sigma_T$  в зависимости от  $Z^2/A$  хорошо укладываются на прямую в полулогарифмическом масштабе для ядер тяжелее лантана.

Тот факт, что сечения деления большинства ядер не становятся равными полному сечению неупругого взаимодействия при увеличении энергии бомбардирующих протонов, может быть связан с двумя основными причинами: 1) с изменением характера взаимодействия бомбардирующей

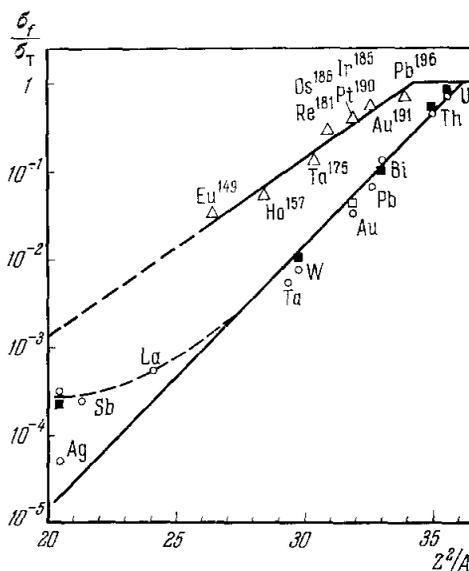


Рис. 7. Зависимость делимости ядер  $\sigma_f/\sigma_T$  в области насыщения деления от  $Z^2/A$  при облучении протонами высокой энергии<sup>86</sup>, фотонами<sup>104, 105</sup> и ионами кислорода<sup>97</sup>.

O—p; ■—y; Δ—O<sup>16</sup>.

\*) Карвальо и др.<sup>85</sup> нашли, что сечение деления ядер урана, тория и висмута понижается примерно в три раза с ростом энергии бомбардирующих протонов от  $600$  Мэв до  $25$  Бэв.

частицы с ядром при возрастании ее энергии и 2) с возможным изменением зависимости  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии в области высоких энергий возбуждения в сравнении с зависимостью в области средних энергий возбуждения.

При достаточно высокой энергии бомбардирующей частицы, когда ее средний свободный пробег в ядре становится сравнимым с диаметром тяжелого ядра, взаимодействие частицы с ядром можно рассматривать как столкновения с индивидуальными нуклонами ядра-мишени<sup>87</sup>. После каскада нуклон-нуклонных столкновений ядро, оставшееся после вылета нескольких быстрых нуклонов, нейтронов и протонов, получает лишь долю энергии возбуждения, которую получило бы составное ядро. В результате такого взаимодействия быстрых протонов с ядрами после каскадной стадии взаимодействия образуется широкий набор ядер по  $A$ ,  $Z$  и энергиям возбуждения<sup>88</sup>. Экспоненциальное уменьшение делительной способности ядер при насыщении ( $\sigma_f/\sigma_T$ ) с уменьшением  $Z^2/A$  (см. рис. 7), по-видимому, отчасти, связано с тем, что сечения деления тяжелых ядер типа урана сравнимы по величине в широком спектре энергий возбуждения ядер, образующихся в результате каскада, в то время как сечения деления ядер типа висмута и более легких исчезающе малы при малых энергиях возбуждения. Частичное уменьшение заряда ядра из-за вылета каскадных протонов также приводит к уменьшению делительной способности ядер ( $\sigma_f/\sigma_T$ ), более сильному для более легких ядер.

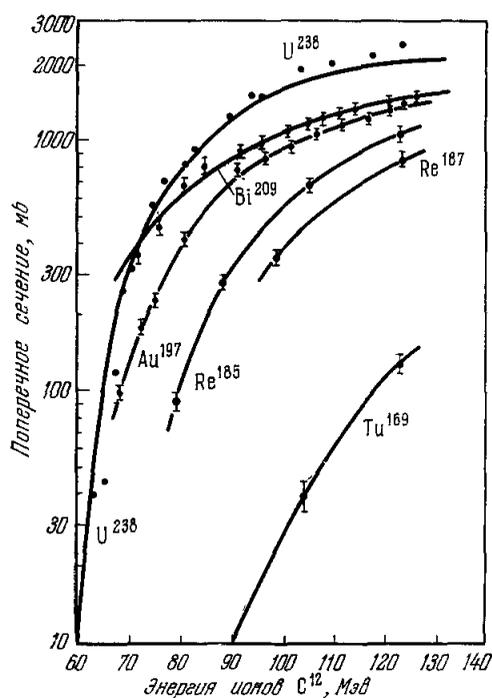


Рис. 8. Сечение деления ядер при облучении  $U^{238}$ ,  $Bi^{209}$ ,  $Au^{197}$ ,  $Re^{185}$ ,  $Re^{187}$ ,  $Tu^{169}$  ионами углерода<sup>84-86</sup>.

$2 \text{ Бэв}^{90}$ , тория протонами с энергией  $155 \text{ Мэв}^{91}$  получается в предположении независимости  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии возбуждения. В то же время в расчетах<sup>92</sup>, проведенных в предположении, что большинство делений происходит в конце цепочки испарения — деления ( $\Gamma_f/\Gamma_n$  по формуле (9) при  $a_f = a_n$ ), также было найдено удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений сечений деления и расщепления.

Деление ядер при облучении тяжелыми ионами. К настоящему времени измерены сечения деления ряда ядер от урана до цезия при облучении их тяжелыми ионами от бора до неона<sup>83-97</sup>. На рис. 8 приведены в качестве примера сечения деления ядер при облучении их ионами  $C^{12}$ . В случае облучения урана сечение деления близко к расчетному значению сечения образования составного ядра во всей области энергий бомбардирующих ионов, в то время как при облучении ионами более легких ядер сечение деления, резко возрастая при малых энергиях ионов, достигает насыщения, но не сравнивается с расчетным сечением образования составного ядра. Характерной особенностью деления легких ядер при облучении их тяжелыми ионами является повышенная их делимость в сравнении с делением при облучении более легкими

такого взаимодействия быстрых протонов с ядрами после каскадной стадии взаимодействия образуется широкий набор ядер по  $A$ ,  $Z$  и энергиям возбуждения<sup>88</sup>. Экспоненциальное уменьшение делительной способности ядер при насыщении ( $\sigma_f/\sigma_T$ ) с уменьшением  $Z^2/A$  (см. рис. 7), по-видимому, отчасти, связано с тем, что сечения деления тяжелых ядер типа урана сравнимы по величине в широком спектре энергий возбуждения ядер, образующихся в результате каскада, в то время как сечения деления ядер типа висмута и более легких исчезающе малы при малых энергиях возбуждения. Частичное уменьшение заряда ядра из-за вылета каскадных протонов также приводит к уменьшению делительной способности ядер ( $\sigma_f/\sigma_T$ ), более сильному для более легких ядер.

Был проделан ряд расчетов выходов продуктов расщепления и деления ядер для случая облучения ядер протонами высоких энергий. В этих вычислениях, задаваясь распределением ядер после каскадной стадии взаимодействия по энергиям возбуждения, с помощью метода Монте-Карло просчитывались цепочки конкуренции деления ядер и испарения частиц при том или ином предположении о характере конкуренции. В результате было найдено, что наилучшее согласие расчетных и экспериментальных значений выходов продуктов расщепления в случае облучения урана протонами с энергией  $460 \text{ Мэв}^{64, 89}$ ,

заряженными частицами. Как было показано экспериментально<sup>96,97</sup>, это возрастание делимости легких ядер при облучении тяжелыми ионами вызвано эффектом больших вносимых угловых моментов. В случае деления тяжелых ядер при облучении ионами нет прямого свидетельства повышения делимости ядер при увеличении вносимого углового момента. Таранти<sup>98</sup>, исследуя выходы реакций расщепления ( $C^{12}, xn$ ) урана, нашел, что значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , вычисленные для этого случая, укладываются в систематику  $\Gamma_n/\Gamma_f$  (от  $Z$  и  $A$ ), полученную при изучении реакций расщепления, вызванных ионами  $He^4$ .

Быстрый рост сечения деления сравнительно легких ядер с увеличением энергии тяжелых ионов на восходящем участке этой зависимости свидетельствует о делении этих ядер до испускания нейтронов, а также о возрастании отношения  $\Gamma_f/\Gamma_n$  с увеличением энергии возбуждения ядра<sup>97</sup>. В расчетах деления заряженной жидкой капли с большим угловым моментом было показано<sup>99,100</sup>, что барьер деления в этом случае уменьшается в сравнении с барьером деления невращающейся капли. Было также показано<sup>100,101</sup>, что форма вращающейся жидкой капли в исходном равновесном состоянии и при прохождении седловой точки отличается от формы невращающейся капли в соответствующих состояниях. Точный учет вращения ядра, изменения величины барьера и формы вращающегося ядра на его делимость затруднителен. Однако при некотором упрощении<sup>97</sup> в случае деления вращающегося ядра  $\Gamma_f/\Gamma_n$  вместо (9) можно представить как

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{k_0 a_n [2a_i^{1/2} (E^* - E_f - E_{вр}^c)^{1/2} - 1]}{4A^{2/3} a_f (E^* - B_n - E_{вр}^0)} \exp \{ 2a_i^{1/2} (E^* - E_f - E_{вр}^c)^{1/2} - 2a_n^{1/2} (E^* - B_n - E_{вр}^0)^{1/2} \}, \quad (11)$$

где  $E_f$  — барьер деления невращающегося ядра,  $E_{вр}^0, E_{вр}^c$  — энергии вращения ядра соответственно в исходном равновесном состоянии и седловой точке при форме невращающегося ядра. Как было найдено Сиккеландом<sup>97</sup>, экспериментальную зависимость  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии возбуждения для составных ядер от  $Bu^{149}$  до  $Po^{198}$  можно воспроизвести с помощью (11), как это было найдено и в случае облучения легких ядер ионами  $He^4$  (раздел 4,2), если принять  $a_f > a_n$  ( $a_f \approx 1,2 a_n$ ). Вычисленные из сравнения экспериментальной и расчетной зависимостей  $\Gamma_f/\Gamma_n$  значения барьеров деления  $E_f$  ряда ядер приведены на рис. 1.

Значительный интерес представляет тот факт, что сечения деления  $\sigma_f$  сравнительно легких ядер с ростом энергии бомбардирующих ионов не становятся равными полному сечению неупругого взаимодействия  $\sigma_T$  (см. рис. 8). На рис. 7 представлены значения  $\sigma_f/\sigma_T$  в насыщении в зависимости от  $Z^2/A$  составного ядра для ряда ядер от  $W$  до  $Cs$  при облучении их ионами  $O^{16}$ . Полученная зависимость может быть представлена аналитически как

$$\sigma_f/\sigma_T = \exp[0,455 (Z^2/A - 34,43)]. \quad (12)$$

Из сопоставления с подобной зависимостью, полученной для деления, вызванного протонами<sup>86</sup>, непосредственно следует, что делимость ядер в насыщении в случае облучения ионами превышает делимость в случае облучения протонами, при этом разница в делимости для этих двух случаев увеличивается с уменьшением  $Z^2/A$  делящихся ядер.

Деление ядер при облучении фотонами высокой энергии. С повышением энергии фотонов выше 14—16  $Mev$ , с удалением от области гигантского резонанса, сечение деления тяжелых ядер уменьшается, но затем, при энергиях выше 20—50  $Mev$ , снова увеличивается<sup>102,103</sup>. Это повторное возрастание сечения может быть связано

с фоторождением мезонов и последующим их поглощением. В случае фотоделения ядер с  $Z < 90$  измеримые выходы делений наблюдаются при энергии фотонов, значительно превышающей энергию фотонов в области гигантского резонанса, поэтому сечение деления этих ядер монотонно возрастает с энергией, достигая, по-видимому, максимального значения<sup>104</sup>. В последние годы было произведено облучение U, Th, Bi, W, Ag фотонами спектра тормозного излучения с максимальной энергией от 300 до 1000  $Mэв$ <sup>105</sup>, но не было найдено уменьшения сечения деления ядер с ростом энергии в этой области, как предполагалось ранее<sup>104</sup>. Интересно отметить, что делимость ядер ( $\sigma_f/\sigma_T$ ) при фотоделении в сильной степени зависит<sup>106</sup> от параметра делимости  $Z^2/A$ , почти так же, как в случае деления, вызванного протонами высоких энергий<sup>86</sup> (см. рис. 7).

### 5. МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ

Деление ядра происходит преимущественно на два осколка соизмеримой массы (\*). После вылета мгновенных нейтронов ( $v \approx 2-3$  при делении тяжелых ядер вблизи порога) нейтронизбыточные продукты деления, претерпев ряд  $\beta^-$ -переходов, превращаются в стабильные ядра. Первичное распределение осколков деления ядер по массам до испускания мгновенных нейтронов может быть получено при измерении скорости осколков по времени пролета или при измерении кинетической энергии парных осколков, если известна зависимость числа мгновенных нейтронов от массы осколка<sup>108</sup>. Радиохимический и масс-спектроскопический методы позволяют получить лишь вторичное распределение осколков деления по массам после вылета мгновенных нейтронов. Для этого измеряют кумулятивный выход изобара в конце цепочки  $\beta^-$ -превращений, который представляет сумму выходов всех осколков деления с данным массовым числом  $A$ .

#### 5.1. Массовое распределение осколков при делении низко возбужденных ядер

Как при спонтанном делении ядер, так и в случае деления ядер при облучении  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$ ,  $Pu^{241}$  тепловыми нейтронами<sup>114, 115</sup> массовое распределение осколков деления описывается двугорбой кривой с глубоким минимумом в области симметричного деления (рис. 9 и 10). Подобное распределение осколков деления по массам найдено при облучении  $U^{238}$  и  $Th^{232}$  нейтронами с энергией, близкой к пороговой<sup>114, 115</sup>. Лишь сравнительно недавно началось изучение характера массового распределения осколков при делении ядер с  $Z < 90$  при энергиях вблизи порога деления. Файрхолл<sup>76</sup>, исследовав распределение осколков по массам при облучении висмута дейтонами с энергией 22  $Mэв$ , положил начало этому изучению, приведшему к интересным результатам. На рис. 10 приведены массовые распределения осколков деления ряда ядер вблизи порога деления (\*\*). Приведенные распределения свидетельствуют о двух основных закономерностях при делении ядер вблизи порога. Во-первых, характер массового

\*) Деление ядер на три соизмеримых по массам осколка происходит в значительно более редких случаях. Согласно результатам инструментальных измерений при облучении урана медленными нейтронами происходит одно тройное деление на  $10^5-10^6$  двойных делений. Радиохимические исследования дают выходы тройного деления на 3-4 порядка меньше<sup>107а</sup>. С ростом энергии бомбардирующих частиц вероятность деления на три соизмеримых по массам осколка увеличивается<sup>107б</sup>.

\*\*) Для сравнительно легких ядер типа висмута, золота (вследствие быстрого уменьшения сечения деления с уменьшением энергии возбуждения) измеримые количества делений можно получить лишь при энергиях возбуждения, превышающих величину барьера деления на несколько  $Mэв$ .

распределения осколков существенно зависит от делящегося ядра: при переходе от тяжелых ядер типа урана к более легким ядрам типа золота

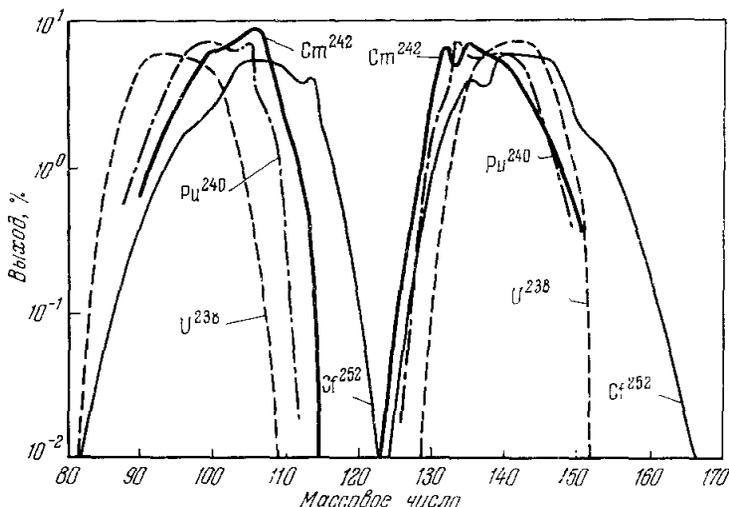


Рис. 9. Массовое распределение продуктов спонтанного деления ядер урана  $^{235}\text{U}$ , плутония  $^{240}\text{Pu}$ , кюрия  $^{242}\text{Cm}$  и калифорния  $^{252}\text{Cf}$ .

наблюдается переход от преимущественно асимметричного деления к преимущественно симметричному делению. Другой наблюдаемой особенностью является почти неизменное, вблизи массовых чисел  $A = 132$ – $145$  положение правого пика на кривой массового распределения, соответствующего тяжелым осколкам преимущественно асимметричной формы деления, в широком диапазоне делящихся ядер. Как следствие устойчивого положения правого пика массовой кривой, левый пик массовой кривой, соответствующий легким осколкам преимущественно асимметричной формы деления, сдвигается к меньшим массовым числам при уменьшении массы делящегося ядра.

Тонкая структура. Во вторичном

массовом распределении осколков деления заметная преимущественность выхода ядер-продуктов с  $A = 134$  в сравнении с гладкой кривой была найдена при облучении  $^{235}\text{U}$ ,

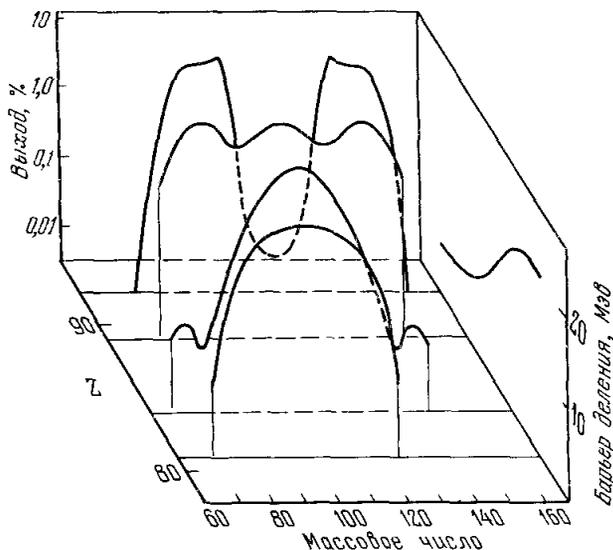


Рис. 10. Массовое распределение осколков деления ядер при облучении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами  $^{114}\text{Ra}^{226}$  протонами с энергией  $11\text{ МэВ}$   $^{143}\text{Bi}^{209}$  протонами с энергией  $36\text{ МэВ}$   $^{75}\text{Au}^{197}$  ионами  $\text{He}^4$  с энергией  $45\text{ МэВ}$   $^{136}\text{Au}$ . Приведены также значения барьеров деления ядер.

$U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  и  $Pu^{241}$  тепловыми нейтронами <sup>114, 115</sup>. Повышенный выход продуктов деления с  $A = 134$  может быть связан с преимущественным выходом осколков, дающих продукты с  $A = 134$  и дополнительные к ним, в самом процессе деления или же может быть результатом испарения нейтронов из осколков <sup>116</sup>. В первом случае следует ожидать аномально высокого выхода продуктов, дополнительных к  $A = 134$ . Повышенный выход массовой цепочки с  $A = 100$  действительно был найден <sup>116, 117, 118</sup>, однако только в случае  $U^{235}$  эта цепочка является дополнительной к  $A = 134$ .

С применением методики измерения скоростей осколков по времени пролета для получения первичного распределения по массам появилась дополнительная возможность непосредственно проверить предположение о преимущественном выходе осколков в самом процессе деления. Повышенный выход осколка с  $A = 135$  наблюдался в первичном массовом распределении осколков деления при облучении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами <sup>119, 120</sup>. Хотя в первичном массовом распределении осколков деления других ядер значительной по величине структуры выходов осколков не было найдено <sup>119, 121</sup>, однако в случае делений с высокой кинетической энергией осколков, с малой энергией возбуждения, при облучении  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  тепловыми нейтронами и при спонтанном делении  $Sr^{252}$  наблюдался <sup>119, 121-123</sup> повышенный выход осколков с массовыми числами 134, 140,

146 и 152. Преимущественность выхода этих осколков в первичном акте деления может быть связана с тем, что полная освобождаемая энергия и энергия возбуждения осколков больше для четно-четных осколков, чем для нечетных осколков при делении четно-четных составных ядер <sup>121, 123, 124</sup>.

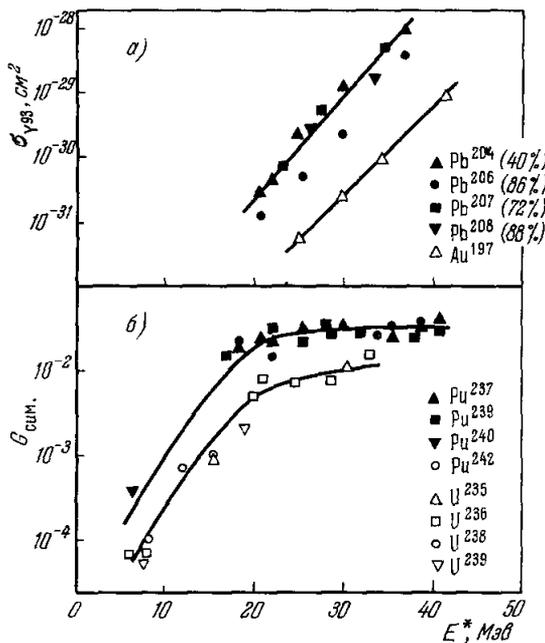


Рис. 11. Зависимость вклада симметричного деления от энергии возбуждения ядер при облучении ионами  $He^+$ :

а) изотопов свинца и золота; б) изотопов плутония и урана;

$$G_{\text{сим}} = Y_{\text{сим}} (\sigma_f / \sigma_{\text{сост}}) 10^{-2}.$$

(Рисунок взят из работы Файрхолла и др. <sup>77</sup>.)

## 5.2. Изменение массового распределения осколков деления с ростом энергии возбуждения ядер

Основные особенности изменения массового распределения осколков деления тяжелых ядер при возрастании энергии бомбардирующих частиц: вначале быстрое, затем замедляющееся увеличение вклада симметричных делений (рис. 11, б), уменьшение вклада продуктов в области пиков двугорбого массового распределения и некоторое увеличение вклада сильно

асимметричных делений (рис. 12). Батлером и др. <sup>128</sup> было показано, что возрастание выходов симметричного деления при возрастании энергии бомбардирующих частиц связано непосредственно с возрастанием энергии

возбуждения делящихся ядер. При облучении  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{238}$  и  $\text{Pu}^{239}$  протонами с энергией в интервале от 5 до 100  $\text{Mэв}$  эти авторы нашли, что отношение выходов  $\text{Y} (\text{Ag}^{113})/\text{Y} (\text{Ba}^{139})$ , продукта почти симметричного деления и продукта асимметричного деления, возрастает не монотонно. При каждом новом пороге ( $p, xn$ )-реакции наблюдался спад величины этого отношения, что можно связать с охлаждением ядра после испарения очередного нейтрона до деления. При некоторой, достаточно высокой энергии бомбардирующих частиц происходит полное заполнение впадины массовой кривой в области симметричного деления тяжелых ядер (см. рис. 12.) Деление тяжелых ядер было найдено преимущественно симметричным и при облучении их ионами углерода с энергией 100  $\text{Mэв}$ <sup>129</sup>, ионами азота с энергией 115  $\text{Mэв}$ <sup>130</sup> и ионами неона с энергией 150  $\text{Mэв}$ <sup>131</sup>. При облучении же тяжелых ядер фотонами спектра тормозного излучения полное заполнение впадины не происходит даже при облучении фотонами с максимальной энергией 380  $\text{Mэв}$ <sup>125, 126</sup>, что связано со значительным вкладом делений, вызванных фотонами из области гигантского резонанса 14—16  $\text{Mэв}$ . После того как деление тяжелого ядра стало преимущественно симметричным, дальнейшее увеличение энергии бомбардирующих частиц приводит лишь к увеличению доли сильно асимметричных делений<sup>132, 133</sup>, к расширению массового распределения осколков деления.

При делении ядер типа висмута и золота, преимущественно симметричного при всех энергиях, с ростом энергии частиц массовое распределение осколков деления просто расширяется<sup>75-77, 132, 134-142</sup> (рис. 13).

В случае облучения радия, промежуточного ядра между ураном и висмутом, массовое распределение продуктов деления которого вблизи порога описывается трехгорбой кривой (см. рис. 10), с ростом энергии бомбардирующих частиц вклад симметричного деления увеличивается, а центральный пик массового распределения при этом несколько расширяется<sup>135, 137, 143, 144</sup>.

Мало данных имеется о массовом распределении осколков деления ядер легче золота при делении вблизи порога из-за малого их сечения деления. Известно лишь, что при облучении платины<sup>145</sup>, рения<sup>146a</sup> и лютетия<sup>146b</sup> ионами  $\text{He}^4$  с энергией 40  $\text{Mэв}$  деление ядер преимущественно симметрично с шириной массовой кривой на половине высоты  $W_{1,2}$ , равной 22 м. е., 23 м. е. и 17,5 м. е. соответственно. Облучение ядер золота и более легких ядер протонами высоких энергий до 660  $\text{Mэв}$  показало<sup>147-151</sup>, что и в этом случае деление ядер преимущественно симметрично, а массовое распределение осколков деления описывается сравнительно широкими одногорбыми кривыми (рис. 14).

Таким образом, в то время как при делении ядер вблизи порога характер массового распределения осколков зависит от ядра-мишени (см. рис. 10)

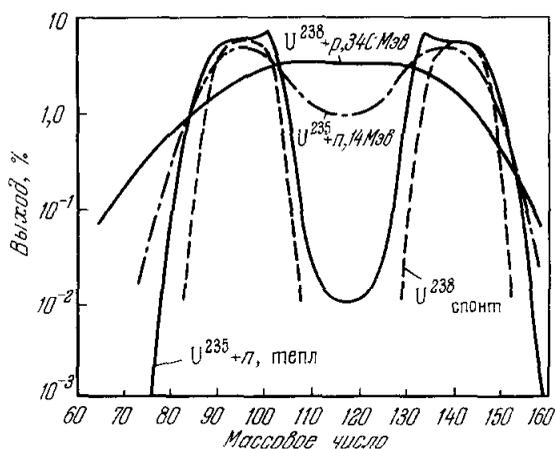


Рис. 12. Распределение осколков деления по массам при спонтанном делении  $^{109}\text{U}^{238}$ , при облучении  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами<sup>144</sup>, нейтронами с энергией 14  $\text{Mэв}$ <sup>127</sup> и при облучении  $\text{U}^{238}$  протонами с энергией 340  $\text{Mэв}$ <sup>73</sup>.

и при переходе от тяжелых ядер к более легким наблюдается переход от преимущественно асимметричного деления к преимущественно симметричному делению; при

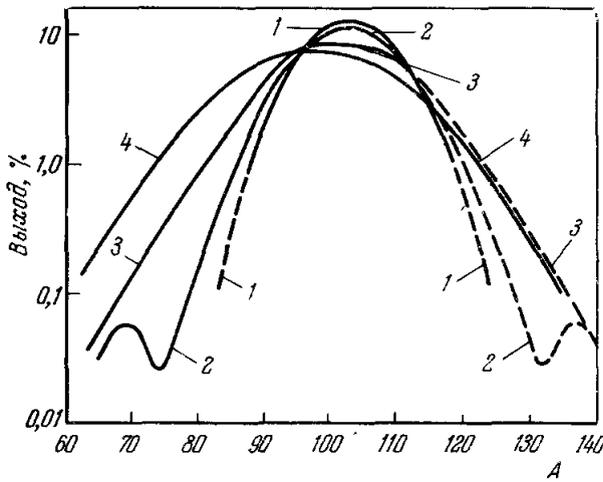


Рис. 13. Распределение осколков деления по массам при облучении висмута дейтонами с энергией  $22 \text{ Мэв}$   $^{76}$  (кривая 1), протонами с энергией 36 и  $58 \text{ Мэв}$   $^{76}$  (кривые 2 и 3), золота ионами  $\text{C}^{12}$  с энергией  $112 \text{ Мэв}$   $^{141}$  (кривая 4).

энергиях бомбардирующих частиц значительно выше порога деление всех ядер преимущественно симметрично (см. рис. 14).

При еще более высоких энергиях, при облучении ядер урана протонами с энергией в несколько  $\text{Бэв}$  массовое распределение осколков преимущественно симметричного деления становится более широким в сравнении с распределением в области энергий протонов в сотни  $\text{Мэв}$   $^{142, 152}$ . В массовом распределении продуктов взаимодействия протонов с энергией в несколько  $\text{Бэв}$  с ядрами свинца  $^{152, 153}$ , тантала  $^{154}$  уже не наблюдается характер-

ный для продуктов деления пик. Последнее обстоятельство связано как с дальнейшим расширением массовых кривых продуктов деления при

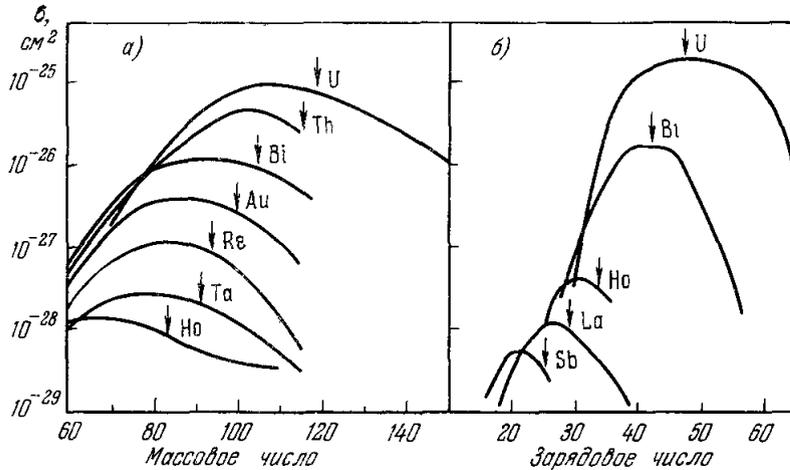


Рис. 14. а) Распределение осколков деления по массам при облучении урана  $^{140}$ , тория, висмута, золота, рения, тантала и гольмия  $^{147}$  протонами с энергией  $450 \text{ Мэв}$ . б) Распределение осколков деления по зарядам при облучении урана, висмута, лантана и сурьмы протонами с энергией  $660 \text{ Мэв}$  и гольмия протонами с энергией  $460 \text{ Мэв}$   $^{150, 151}$ .

Стрелками указано значение:

$$\text{а) } \frac{A_{\text{миш}} + 1}{2}; \quad \text{б) } \frac{Z_{\text{миш}} + 1}{2}.$$

увеличении энергии возбуждения ядер, так и, по-видимому, с заметным вкладом в этой области энергий протонов продуктов процесса фрагментации  $^{153}$  и расщепления ядер.

### 5.3. Попытки объяснения массового распределения осколков деления ядер

Массовое распределение осколков деления в модели жидкой капли. Согласно расчетам деформации равномерно заряженной жидкой капли, симметричной форме ядра в седловой точке соответствует наименьшая энергия деформации, наименьший барьер деления<sup>23-26</sup>. Были попытки внести уточнения в простую модель жидкой капли путем учета динамических эффектов<sup>155</sup>, сжимаемости капли<sup>156</sup>, но и в этих случаях, как было найдено, симметричная форма капли в седловой точке предпочтительна. Следовательно, симметричное деление в модели жидкой капли преимущественно.

Можно предположить, что при достаточно высокой энергии возбуждения ядер их деление происходит подобно делению заряженной жидкой капли — преимущественно симметрично<sup>133</sup>. С ростом энергии бомбардирующих частиц деление ядер типа золота и висмута, как мы видели, остается преимущественно симметричным, но массовое распределение осколков деления расширяется (см. рис. 13). Это расширение массового распределения осколков деления в рамках модели жидкой капли можно связать с возрастанием энергии возбуждения ядра<sup>133</sup>. При низкой энергии возбуждения ядро проходит через вершину потенциального барьера, имея форму, соответствующую наименьшей потенциальной энергии деформации (в модели жидкой капли — симметричную форму). С ростом энергии возбуждения ядра появляется возможность для менее энергетически выгодных асимметричных деформаций ядра при прохождении через вершину потенциального барьера. Так как форма таких сравнительно легких ядер в седловой точке (рис. 1) близка к форме ядер в момент разделения осколков, можно предположить, что массовое распределение осколков деления определяется условиями в седловой точке при прохождении ее ядром. Можно предположить далее<sup>133</sup>, что вероятность того, что ядро при прохождении через вершину потенциального барьера будет иметь симметричную форму или одну из асимметричных форм, определяется статистической конкуренцией этих делений, фактором Больцмана:

$$Y_1/Y_2 \sim \exp[-\Delta E/T], \quad (13)$$

где  $\Delta E = E_f^{(1)} - E_f^{(2)}$ ,  $E_f^{(1)}$  и  $E_f^{(2)}$  — величины потенциальной энергии деформации, величины «барьеров» деления для одной и другой конфигураций ядра соответственно,  $T$  — некоторая эффективная температура ядра. Так как в модели жидкой капли любой асимметричной форме ядра при критической деформации соответствует большая величина потенциальной энергии в сравнении с симметричной формой, выражение (13) качественно объясняет наблюдаемое уменьшение выходов осколков деления с увеличением отношения их масс (см. рис. 13). С ростом энергии возбуждения и температуры ядра разница  $\Delta E$  в величине потенциальной энергии при критической деформации играет все меньшую роль в относительном выходе двух продуктов деления, что приводит к наблюдаемому расширению массового распределения осколков.

Никс, Святецкий<sup>157</sup> и Струтинский<sup>26</sup> вычислили жесткость заряженной жидкой капли по отношению к изменению ее формы, характеризующую константой  $K_m$ . Исходя из представления о термодинамическом равновесии в седловой точке и представляя вследствие этого вероятность отклонения формы ядра от симметричной при критической деформации кривой Гаусса, они получили выражение для конкуренции деления ядра \*) с той или иной степенью асимметрии  $U = m_1/(m_1 + m_2)$ :

$$P(U) = \frac{1}{(2\pi T/K_m)^{1/2}} \exp\{-(U - 1/2)^2/(2T/K_m)\}. \quad (14)$$

Однако, как было показано<sup>142</sup>, рост сильно асимметричных делений с увеличением энергии возбуждения ядра происходит несколько быстрее, чем предсказывается выражениями типа (13), (14). Это расхождение связано с тем, что в действительности деление с заданным отношением масс осколков может произойти лишь тогда, когда энергия возбуждения ядра превзойдет соответствующее значение  $E_f^{(i)}$  потенциальной энергии асимметрично деформированной капли при критической деформации, тогда как согласно (13), (14) деление с любой степенью асимметрии возможно при данной температуре  $T$  ядра в седловой точке. Более точное, как представляется, выражение можно получить, если более последовательно рассмотреть конкуренцию делений с различным отношением масс осколков.

Как уже отмечалось ранее, согласно Бору и Уилеру<sup>21</sup>, вероятность деления определяется числом возможных состояний ядра при критической деформации. При

\*) В расчетах Никса и Святецкого<sup>157</sup> использовано представление ядра в седловой точке для  $x < 0.8$  в форме двух сфероидов в контакте.

зависимости плотности уровней ядра от энергии возбуждения  $\rho \sim \exp [2(aE)^{1/2}]$  вероятность деления<sup>17</sup>

$$W_f \sim \{[2a^{1/2}(E^* - E_f)^{1/2} - 1] \exp [2a^{1/2}(E^* - E_f)^{1/2}]\} + 1. \quad (15)$$

Если каждому ядру при прохождении через вершину потенциального барьера с той или иной степенью асимметрии формы приписать свою систему возможных энергетических состояний, зависящую от энергии возбуждения ядра в этом переходном состоянии, от величины потенциальной энергии критической деформации и, в конечном счете, от величины потенциального барьера для этого вида деформации  $E_f^{(i)}$ , то конкуренцию двух делений с различающейся формой ядра при прохождении через вершину потенциального барьера с соответствующими барьерами деления  $E_f^{(1)}$  и  $E_f^{(2)}$  можно представить как

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \frac{\{[2a^{1/2}(E^* - E_f^{(1)})^{1/2} - 1] \exp [2a^{1/2}(E^* - E_f^{(1)})^{1/2}]\} + 1}{\{[2a^{1/2}(E^* - E_f^{(2)})^{1/2} - 1] \exp [2a^{1/2}(E^* - E_f^{(2)})^{1/2}]\} + 1}. \quad (16)$$

Если в качестве одного продукта деления выбрать продукт симметричного деления, деления на осколки равной массы, а в качестве второго продукта взять один из продуктов деления с последовательно увеличивающимся отношением масс осколков, то из экспериментально определенного массового распределения осколков деления можно с помощью (16), зная величину барьера ( $E_f$ ) для симметричного деления, определить разницу  $\Delta E_f$  барьеров деления ядра на неравные и равные части. Результаты таких вычислений для случая деления ядер при облучении  $\text{Au}^{197}$  ионами  $\text{C}^{12}$  с энергией 112 Мэв<sup>141</sup> приведены в табл. III. В качестве величины барьера симметричного деления на осколки равной массы принято значение  $E_f = 18,6$  Мэв, значение барьера, полученное (78) из анализа поведения сечения деления составного ядра  $\text{Po}^{210}$ . Значение константы плотности уровней  $a$  было выбрано равным значению  $a_f$ , полученному для случая деления  $\text{Po}^{210}$ . Было предположено, что деление ядер  $\text{At}^{209}$  происходит до испарения нейтронов \*) и что угловой момент ядра не влияет на массовое распределение осколков деления \*\*).

Таблица III

Значения  $\Delta E_f$ , разницы барьера деления на осколки с заданным отношением масс и симметричного деления, вычисленные согласно (16) для случая деления ядер при облучении  $\text{Au}^{197}$  с энергией 112 Мэв<sup>141</sup>. Приведена также абсолютная величина барьера деления ядра с заданным отношением масс осколков

$A_T/A_{\text{д}}$	1,00	1,10	1,20	1,30	1,40	1,50	1,60	1,70	1,80	1,90	2,00
$\Delta E_f, \text{Мэв}$	0	0,2	0,5	1,0	1,5	2,2	2,9	3,4	4,1	4,8	5,5
$E_f^{(i)}, \text{Мэв}$	18,6	18,8	19,1	19,6	20,1	20,8	21,5	22,0	22,7	23,4	24,1

На рис. 15 наряду с экспериментальными значениями ширины массового распределения осколков на половине высоты  $W_{1/2}$  при делении составных ядер вблизи  $\text{At}^{213}$  приведены также рассчитанные значения  $W_{1/2}$  по формулам (13) и (16) для ядра  $\text{At}^{209}$  и по формуле (14) — для ядра  $\text{Pb}^{198}$ . Как видно из рис. 15, расчетные значения ширины массового распределения достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные значения в широком диапазоне энергий возбуждения делящегося ядра. На рис. 15 приведена также экспериментальная зависимость полуширины массового распределения  $W_{1/2}$  от энергии возбуждения ядра в седловой точ-

\*) В случае испарения части нейтронов до деления, т. е. деления ядра с меньшей энергией возбуждения, рассчитанные значения  $\Delta E$  будут меньше приведенных в табл. III.

\*\*\*) Как было показано<sup>142, 158</sup>, увеличение углового момента ядер с ростом энергии бомбардирующих частиц не оказывает заметного влияния на изменение массового распределения осколков деления. Некоторая зависимость может ожидаться из-за деления ядер на более ранних ступенях цепочки испарения — деление ядер вследствие повышения делимости ядер с ростом углового момента.

ке  $E_{с.т.}^*$ , полученная Нойзилем и Файрхоллом<sup>136</sup> для деления ядер типа свинца вблизи порога,  $W_{1/2} - E_{с.т.}^* \approx 7$ . Видно, что при малых энергиях возбуждения все зависимости почти совпадают, а с ростом энергии возбуждения прямолинейная зависимость  $W_{1/2} = E_{с.т.}^* + 7$  значительно отклоняется как от расчетных (согласно (13), (14) и (16)) значений, так и от экспериментальных значений ширины массового распределения осколков деления ядер.

Влияние структуры ядра. Как мы видели, характер деления, преимущественно асимметричного, тяжелых ядер при спонтанном делении и при низких энергиях возбуждения ядер существенно отличается от предсказываемого моделью жидкой капли. Это связано, по-видимому, с проявлением внутренней структуры ядра в процессе деления, что не учитывается в модели жидкой капли. Хотя влияние структуры тяжелого ядра на характер массового распределения осколков деления и представляется теперь очевидным, однако не ясно, каким образом и на какой стадии деления она проявляется.

Владимирский<sup>160</sup> указал на возможную нестабильность ядра к асимметричным деформациям, ведущим к асимметричной форме ядра в седловой точке, из-за влияния нуклонов с большим угловым моментом сверх заполненной оболочки. Юханссон<sup>40</sup>, используя, как уже отмечалось ранее, диаграмму Нильссона одночастичных уровней для определения состояний ядра в седловой точке, нашел некоторое указание на возможную неустойчивость ядра в седловой точке к октапольным деформациям (грушевидная форма).

В рамках обобщенной модели ядра ожидается<sup>38</sup> зависимость массового распределения осколков при делении тяжелых ядер от спина и четности составного ядра. Предполагалось<sup>29, 38</sup>, что деления ядер, происходящие через полосу ротационных состояний в седловой точке с положительной четностью ( $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ , и т. д.), будут более симметричными (меньше провал в двугорбой массовой кривой), чем деления ядер, происходящие через полосу состояний отрицательной четности ( $1^-$ ,  $3^-$  и т. д.). Деления через состояние типа  $1^+$ ,  $3^+$  или  $2^-$ ,  $4^-$  и т. д. будут приводить к массовым распределениям промежуточным по характеру между двумя указанными выше группами делений. Так, например, при делении  $U^{235}$  ( $I_0 = 7/2^-$ ), вызванном  $s$ -нейтронами, согласно этим представлениям можно было ожидать, что массовое распределение осколков деления через  $4^-$ -состояние будет более симметричным, чем при делении в  $3^-$ -состоянии.

В последние годы был предпринят ряд экспериментов для проверки этих представлений, в которых сравнивались массовые распределения осколков деления различных резонансов при облучении  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  нейтронами<sup>161-164</sup>. В этих измерениях, действительно, были найдены колебания выходов симметричного деления  $U^{235}$  — увеличение до 22%, уменьшение до 50%, небольшие изменения в выходе симметричного деления  $U^{233}$ ,  $Pu^{241}$  и довольно значительные изменения для  $Pu^{239}$  — уменьшение выхода симметричного деления в некоторых резонансах от двух до трех раз, в сравнении с делением на тепловых нейтронах. Однако анализ влияния спиновой составляющей ядра в седловой точке на характер симметрии деления затруднен из-за недостатка сведений о значениях спиновых резонансов в сечении деления указанных ядер.

Однако основная проблема теории деления, объяснение преимущественности асимметричного деления тяжелых ядер и устойчивого положения тяжелого пика массовой кривой в широком диапазоне делящихся ядер, по-видимому, не может быть разрешена в рамках представлений о влиянии характеристик отдельных уровней на асимметрию деления. Действительно, преимущественно асимметричная форма деления проявляется еще отчетливо при делении тяжелых ядер с энергией возбуждения в несколько десятков  $Mэв$  в области непрерывного спектра уровней и разнообразия

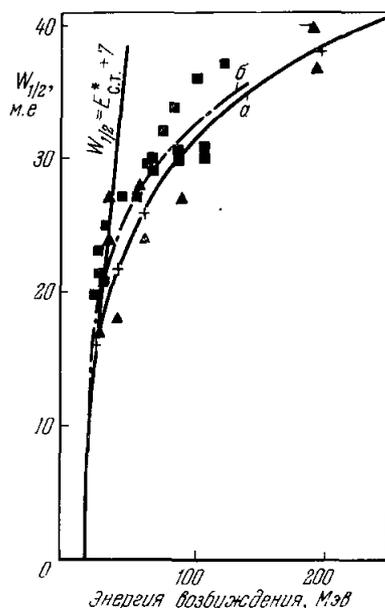


Рис. 15. Расчетная и экспериментальная зависимости ширины при полумаксимумы массового распределения осколков деления ядер, близких к  $At^{213}$ , от энергии возбуждения.

Экспериментальные значения  $W_{1/2}$  взяты из работ<sup>75, 76, 137, 148, 149, 151, 159</sup>; расчетные значения: кривая а — согласно формуле (16), кривая б — согласно формуле (14), крестики — согласно формуле (13).

Расчетные значения  $W_{1/2}$  не исправлены на эффект испарения нейтронов. Значение средней энергии возбуждения для случая деления ядер при облучении  $V^{239}$  протонами с энергией 660  $Mэв$  (составное ядро не образуется) взято из<sup>112</sup>.

спиновых состояний. По-видимому, причина указанных особенностей деления тяжелых ядер заключена во влиянии устойчивой подструктуры ядра в процессе деления. Расположение тяжелого пика массового распределения осколков вблизи  $A = 132-145$  предполагает возможным влияние подструктуры<sup>165</sup>, содержащей «магическое» число нейтронов  $N = 82$  и, по-видимому, протонов  $Z = 50$ . Возможно, что ядра, в процессе деформации которых образовалась такая подструктура, имеют меньший барьер деления<sup>166</sup> по сравнению с ядрами другой конфигурации в седловой точке и с большей вероятностью делятся. К тому же, как показал Гейликман<sup>167</sup>, путь на поверхности потенциальной энергии за седловой точкой, ведущий к осколку с  $N = 82$  и  $Z = 50$ , является энергетически наиболее выгодным.

До сих пор предполагалось, что определяющей массовое распределение осколков стадией деления является седловая точка. Существует, однако, другой подход к учету влияния оболочечной структуры в процессе деления тяжелых ядер. Согласно Раманне и др.<sup>168</sup> все ядра в процессе деления проходят седловую точку, имея симметричную форму, массовое распределение осколков формируется между седловой точкой и моментом разрыва осколков в результате вероятного захвата нуклона одним из осколков, когда нуклон осциллирует от одного края ядра к другому. Для объяснения преимущественности образования осколков с  $N = 82$  и  $Z = 50$  вводится формально высокий барьер для абсорбции нуклонов таким магическим осколком, который препятствует присоединению нуклонов сверх заполненной оболочки. Переход от преимущественно асимметричного деления урана к преимущественно симметричному делению ядер висмута и золота вблизи порога деления в рамках этого объяснения есть простое следствие уменьшения при этом стадии деформации от седловой точки до разрыва осколков. У ядер типа висмута эта стадия настолько коротка, что преимущественно симметричная форма ядра в седловой точке не успевает измениться. Согласно Фонгу<sup>169</sup> стадия деформации тяжелого ядра от седловой точки до момента разделения настолько длинна, что успевает установиться статистическое равновесие на этой стадии, а вероятность деления с той или иной асимметрией определяется плотностью уровней сформировавшихся осколков<sup>170</sup>. Хотя количественный расчет<sup>171</sup> влияния оболочечной структуры осколков не привел к желаемому результату — объяснению преимущественности асимметрии деления тяжелых ядер, подобный статистический подход, но с введением параметров, был использован в ряде работ<sup>171, 172</sup> для объяснения массового распределения осколков деления тяжелых ядер. Таким образом, хотя пока не существует последовательного объяснения поведения ядерной подструктуры в процессе деформации ядра, тем не менее кажется очевидным ее влияние на преимущественно асимметричный характер деления тяжелых ядер при низких энергиях возбуждения.

С ростом энергии возбуждения ядра, как можно ожидать, влияние оболочечных эффектов на образование в тяжелом осколке ядерной подструктуры из 50 протонов и 82 нейтронов ослабляется, вклад преимущественно асимметричного деления уменьшается, соответственно увеличивается вклад преимущественно симметричного деления, в процессе которого, как можно предположить, оболочки не проявляются. Быстрый рост выходов продуктов симметричного деления тяжелых ядер с ростом энергии возбуждения отражает некоторым образом скоросг исчезновения оболочечных эффектов и прекращается, когда влияние оболочек в процессе деления полностью исчезает и деление ядер становится преимущественно симметричным. Дальнейшее возрастание энергии возбуждения приводит лишь, как и в случае деления ядер типа висмута, к расширению массового распределения осколков преимущественно симметричного деления тяжелых ядер.

При переходе от тяжелых ядер к более легким увеличивается барьер деления ядер, увеличивается необходимая для деления энергия возбуждения ядер, что приводит к уменьшению влияния оболочек на процесс деления. Другой причиной изменения характера массового распределения осколков при переходе от тяжелых к более легким ядрам может являться различная степень деформации этих ядер в седловой точке. Для тяжелых ядер, у которых форма ядра в седловой точке не сильно отличается от исходной формы, может проявиться влияние подструктуры в процессе деформации. Для более легких ядер, которые претерпевают сильное изменение формы до седловой точки, следовало бы ожидать значительного уменьшения влияния подструктуры на процесс деления. Быть может, этим отчасти можно объяснить экспериментально установленный факт, что при примерно одинаковой энергии возбуждения исходного ядра, 20—30 Мэв, деление тяжелых ядер урана \*) и тория еще преимущественно асимметрично<sup>67, 134</sup>, у радия соизмерим вклад асимметричной и симметричной форм деления<sup>143</sup>, а асимметричная форма деления ядер висмута составляет доли процента<sup>75</sup>.

Два типа деления ядер. Как мы видели, с ростом энергии бомбардирующих частиц наблюдается быстрое, особенно вблизи порога, возрастание выходов

\*) С учетом наложения делений до испускания нейтрона, после испускания 1-го, 2-го и т. д. нейтронов.

продуктов симметричного деления тяжелых ядер (см. рис. 11). Увеличение выходов продуктов симметричного деления с ростом энергии возбуждения наблюдается и при делении ядер типа свинца. На основании этого подобия в росте выходов продуктов симметричного деления ядер Файрхолл и др.<sup>77</sup> предложили рассматривать симметричное деление как независимый тип деления ядер, имеющий одинаковую природу для всех ядер. Асимметричное деление предлагалось рассматривать как другой независимый тип деления.

В действительности же, однако, имеется некоторое различие в поведении симметричной формы деления легких и тяжелых ядер. При делении ядер типа свинца быстрое возрастание выходов продуктов симметричного деления отражает возрастание общего сечения деления этих ядер вблизи порога (см. рис. 6), в то время как при делении тяжелых ядер урана и плутония сечение деления ядер в рассматриваемом интервале энергий изменяется мало и быстрое возрастание выходов симметричного деления может быть связано, как отмечалось выше, с уменьшением влияния оболочечных эффектов на процесс деления ядра при увеличении энергии возбуждения тяжелых ядер.

Таким образом, рассмотрение имеющихся данных о массовом распределении осколков деления ядер позволяет разбить все деления по характеру массового распределения грубо на две группы. К одной можно отнести деление ядер, где проявляется влияние замкнутых подструктур в процессе деления, что приводит к преимущественности асимметричного деления. Примером такого деления может служить преимущественно асимметричная форма деления ядер урана, радия и висмута (см. рис. 10) при энергиях вблизи порога. К другой группе можно отнести деления, в процессе которых оболочечная структура не проявляется, а деление ядер напоминает деление заряженной жидкой капли, где симметричное деление преимущественно и массовое распределение осколков деления расширяется с ростом энергии возбуждения. Примером такого деления является преимущественно симметричная форма деления ядер висмута и золота при средних энергиях возбуждения (см. рис. 10), по-видимому, симметричное деление тяжелых ядер вблизи порога и в области малых энергий возбуждения, а также деление всех ядер при высоких энергиях возбуждения в момент деления.

## 6. ЗАРЯДОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ

Значительный интерес для понимания природы деления представляет изучение зарядового распределения осколков деления. Однако имеется мало данных о распределении заряда при делении тяжелых ядер, вызванном тепловыми нейтронами, и значительно меньше данных о делении ядер при высоких энергиях возбуждения. Отчасти это объясняется трудностями таких измерений. Обычно задачу определения распределения заряда при делении сводят к определению распределения по зарядам осколков с данным массовым числом, к определению наиболее вероятного заряда этого распределения  $Z_p$  и ширины распределения на половине высоты. Сильно нейтроноизбыточное ядро-осколок в ряду изобаров претерпевает ряд  $\beta^-$ -распадов, чтобы достигнуть долины стабильных ядер  $Z_1$ . Измеренный выход почти каждого из ядер-продуктов представляет сумму *н е з а в и с и м о г о* выхода данного нуклида в процессе деления и выходов его предшественников в ряду изобаров. Лишь в редких случаях, когда ядро-предшественник в цепочке является стабильным или долгоживущим, удается определить независимый выход такого защищенного изобара. Обычно удается измерить независимые выходы небольшого числа защищенных изобаров вблизи долины стабильности, так как далекие от нее изобары имеют слишком короткие для химического выделения времена жизни. В большинстве работ для этой цели до недавнего времени использовались радиохимический или масс-спектрографический методы. Значительный интерес представляют результаты, полученные в последнее время двумя физическими методами: методом определения заряда осколка по энергии рентгеновского излучения его атомной оболочки<sup>174-177</sup>, и результаты, полученные с использованием масс-спектрографа для выделения осколка известной массы в комбинации со сцинтилляционным спектрометром<sup>178</sup> или ядерными эмульсиями<sup>179</sup> для измерения длин цепочек бета-распадов.

### 6.1. Распределение по зарядам осколков заданной массы

Деление тяжелых ядер с  $Z \geq 90$ . Полученные при делении ядер урана медленными нейтронами независимые выходы изобаров ряда массовых цепочек

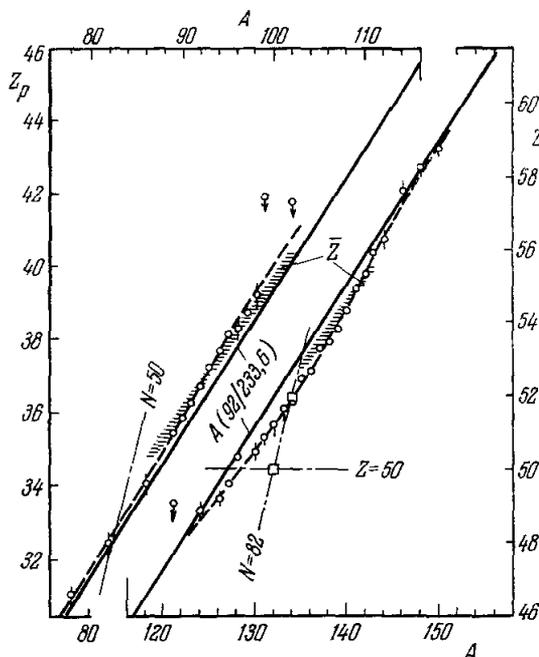


Рис. 16. Эмпирические значения наиболее вероятного заряда  $Z_p$  и среднего заряда  $\bar{Z}$  (близкого к наиболее вероятному) продуктов деления ядер при облучении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами. (Рисунок взят из работы Вааля<sup>181</sup>; значения  $Z_p$  для  $A=121$  и  $132$  — из работ<sup>183</sup> и <sup>179</sup> соответственно.) Обозначения: ● — значения  $Z_p$ , определенные по двум и более независимым выходам в предположении гауссовского распределения зарядов; ○ — значения  $Z_p$ , определенные по одному значению независимого выхода в предположении гауссовского распределения зарядов при  $c = 0,86 \pm 0,15$ . Полоса из горизонтальных штрихов — значения среднего заряда  $\bar{Z}$  продуктов, определенного Армбрустером и др.<sup>178</sup>. Сплошные линии обозначают средний заряд продуктов деления в предположении одинаковой плотности заряда делящегося ядра и осколков деления,  $A \times (92/233,6)$ . Пунктирные линии представляют эмпирическую зависимость  $Z_p(A)$ .

при  $c=0,86$  \*). Вааль и др.<sup>181</sup> нашли экспериментальную зависимость  $Z_p(A)$  для значительного числа массовых цепочек (рис. 16). Экспериментальная зависимость  $Z_p(A)$  близка к расчетной в предположении равенства для цепочек распада дополнительных осколков. На рис. 16 приведены также данные о среднем первичном заряде осколков, полученные Армбрустером и др.<sup>178</sup> для интервала массовых чисел 90—102 и 134—146 и Конехни и др.<sup>179</sup> — для массовых чисел 132 и 134, при измерении числа бета-распадов осколков деления. Как найдено этим физическим

удовлетворительно укладываются на одну универсальную кривую зарядового распределения  $P(Z - Z_p)$ , если зависимость наиболее вероятного заряда в каждой массовой цепочке  $Z_p(A)$  выбрана согласно предположению о равенстве<sup>173</sup> длин цепочек бета-распадов дополнительных осколков  $(Z_p - Z_A)_л = (Z_p - Z_A)_т$ , где индексы «л» и «т» относятся к легкому и тяжелому осколку соответственно. Лишь относительно недавно Вааль и др.<sup>180,181</sup> при облучении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами измерили для шести массовых чисел (91, 94, 95, 139, 142 и 143) по два независимых выхода и для четырех массовых чисел (92, 93, 140, 141) по три независимых выхода. Зарядовое распределение достаточно хорошо описывается кривой Гаусса

$$P(Z) = (c\pi)^{-1/2} \times \exp[-(Z - Z_p)^2/c] \quad (17)$$

со средним значением  $c=0,86$  для 10 массовых цепочек. Предположив далее, что для других массовых цепочек, где известно по одному независимому выходу изобара, зарядовое распределение описывается той же кривой (17)

\*) Стромом и др.<sup>182</sup> найдена, однако, вариация ширины зарядового распределения с изменением массового числа осколка.

методом<sup>178</sup>, средние длины цепочек дополнительных осколков не равны друг другу, в противоречии с предсказаниями гипотезы о равенстве длин цепочек распада. Зарядовое распределение осколков деления ядер при облучении  $U^{233}$ ,  $Pu^{239}$  тепловыми нейтронами<sup>184</sup>, спонтанного деления<sup>180</sup> ядер  $Cf^{252}$ , определенное по двум независимым выходам, подобно зарядовому распределению осколков при делении ядер  $U^{235}$ . Результаты<sup>176,177</sup> определения зарядового распределения осколков спонтанного деления ядер  $Cf^{252}$  по измерению энергии рентгеновского  $K$ -излучения осколков также близки к предсказанным гипотезой о равенстве длин цепочек бета-распадов дополнительных осколков.

Как видно из рис. 16, экспериментальное зарядовое распределение осколков в области масс с максимальным выходом отличается от распределения, предсказываемого гипотезой равной плотности заряда ядра и осколков; при этом легкий осколок имеет большую плотность заряда, а тяжелый — меньшую плотность в сравнении с плотностью заряда делящегося ядра. Если бы в процессе деления ядер играла значительную роль подструктура с магическими числами нейтронов  $N=82$  и протонов  $Z=50$  в тяжелом осколке, то для осколка массы 132 значение наиболее вероятного заряда можно было бы ожидать равным 50. Согласно результатам Коухеки и др.<sup>179</sup>, действительно, для осколка массы 132 наиболее вероятное (среднее) значение заряда близко к 50, однако это значение  $\bar{Z}$  получено для осколка с фиксированной, наиболее вероятной кинетической энергией осколка. Согласно же результатам, полученным радиохимическим методом<sup>181,182</sup> (рис. 16), плотность заряда осколков с  $A=132$  отличается от плотности заряда подструктуры из 50 протонов и 82 нейтронов. Как бы то ни было, образование магической подструктуры в тяжелом осколке в процессе деления ядра при низкой энергии возбуждения играет, по-видимому, существенную роль в уменьшении плотности заряда наиболее вероятных тяжелых осколков и, как следствие, в увеличении плотности заряда дополнительных, наиболее вероятных легких осколков, в отклонении экспериментальной зависимости  $Z_p(A)$  для наиболее вероятных осколков от ожидаемой зависимости  $Z_p(A)$  в случае равной плотности зарядов дополнительных осколков (рис. 16). Для осколков деления ядра на равные массы, строго симметричного деления, предсказание гипотез о равных длинах цепочек бета-распада и равных плотностях зарядов дополнительных осколков совпадают. Особый интерес представляет изучение зарядового распределения осколков сильно асимметричного деления ядер. Если сильно асимметричное деление тяжелых ядер, так же как и симметричное, происходит в тех случаях, когда оболочки в тяжелом осколке не сформировались, то можно ожидать, что зарядовое распределение осколков сильно асимметричных делений будет близко к распределению, предсказываемому гипотезой равной плотности зарядов осколков. Как будто, имеется такая тенденция в экспериментальных значениях  $Z_p$  осколков сильно асимметричного деления ядер  $U^{235}$  (рис. 16).

С ростом энергии бомбардирующих частиц несколько увеличивается ширина зарядового распределения осколков деления тяжелых ядер<sup>140,186-188,192</sup>. Имеющиеся данные свидетельствуют, что характер зарядового распределения  $Z_p(A)$  продуктов деления тяжелых ядер в области средних и высоких энергий возбуждения такой же, как и при низкоэнергетичном делении<sup>187,195</sup>, или же промежуточный между двумя распределениями, согласно предположению о равенстве длин цепочек бета-распадов и о равенстве плотности зарядов дополнительных осколков<sup>189</sup>. Если отклонение зарядового распределения  $Z_p(A)$  осколков деления тяжелых ядер при низких энергиях возбуждения от зарядового распределения, предсказываемого гипотезой равной плотности зарядов дополни-

тельных осколков, вызвано образованием магической подструктуры в тяжелом осколке в процессе деления, то с ростом энергии возбуждения ядра, как можно ожидать, влияние оболочечных эффектов будет уменьшаться, а зарядовое распределение осколков будет стремиться к распределению, предсказываемому гипотезой, равной плотности зарядов дополнительных осколков. В области массовых чисел осколков вблизи  $A = 140$  и дополнительных к ним зарядовое распределение осколков будет, таким образом, определяться наложением продуктов деления низковозбужденных тяжелых ядер после испускания нейтронов и продуктов деления высоковозбужденных тяжелых ядер (до испарения нейтронов) с различающимися зарядовыми распределениями. Продукты сильно асимметричного деления тяжелых ядер при облучении частицами высоких энергий, которые возникают в результате деления лишь высоковозбужденных ядер (см. раздел 5), согласно такой трактовке должны иметь зарядовое распределение, соответствующее гипотезе равных плотностей зарядов делящегося ядра и осколков. Экспериментальные результаты<sup>191</sup> изучения зарядового распределения легких продуктов сильно асимметричного деления урана при облучении протонами с энергией  $170 \text{ Мэв}$  не противоречат такому представлению.

При облучении урана протонами с энергией свыше  $1 \text{ Бэв}$  Фридлиндером и др.<sup>152, 192</sup> было найдено, что зарядовое распределение осколков с  $A = 125-140$ , точнее, дисперсия зарядов, описывается кривой с двумя максимумами: положение одного максимума, соответствующего нейтроноизбыточным продуктам деления, мало изменяется с ростом энергии бомбардирующих протонов в области  $\text{Бэв}$ , второй максимум, соответствующий нейтронодефицитным продуктам деления, с ростом энергии бомбардирующих протонов сдвигается в область с большим недостатком нейтронов. Суммарный выход продуктов деления ядер урана в этой области масс при облучении протонами высокой энергии можно рассматривать как наложение продуктов деления высоковозбужденных ядер (одногорбая массовая кривая, нейтронодефицитные продукты деления) и слабовозбужденных ядер (двугорбая массовая кривая, нейтроноизбыточные продукты деления), возникающих после каскадной стадии взаимодействия быстрого протона с ядром. Указанные выше наблюдаемые два максимума кривой дисперсии заряда продуктов деления урана, быть может, связаны с делением этих двух групп высоковозбужденных и низковозбужденных ядер. Соотношение площадей этих двух максимумов указывает на относительно большой вклад, как оценено<sup>152, 192</sup>, около  $200 \text{ мб}$ , делений низковозбужденных ядер, возникающих после каскадной стадии взаимодействия протонов с энергией в области  $\text{Бэв}$  с тяжелым ядром. В связи с этим интересно отметить, что при изучении деления ядер методом ядерных эмульсий в случае облучения урана протонами с энергией  $3 \text{ Бэв}$ <sup>142</sup> и  $9 \text{ Бэв}$ <sup>193</sup> наблюдалось значительное число делений с относительно малой энергией возбуждения, а при облучении урана протонами с энергией  $1-2,8 \text{ Бэв}$  наблюдалось<sup>194</sup> шесть групп запаздывающих нейтронов, как и в случае деления низковозбужденных ядер урана (см. далее, раздел 9). Полное сечение для образования низкоэнергетической группы делящихся ядер оценено в последнем случае как  $280 \text{ мб}$ . Интересно также отметить, что у относительно легких продуктов деления ядер урана ( $A \leq 80$ ) и у продуктов деления ядер при облучении свинца протонами в области  $\text{Бэв}$ , у продуктов, которые образуются только при сравнительно высоких энергиях возбуждения делящихся ядер (одногорбая массовая кривая, расширяющаяся с ростом энергии возбуждения), дисперсия зарядов представляется одногорбой кривой<sup>152</sup>.

Деление ядер с  $Z < 90$ . Данных о зарядовом распределении продуктов деления сравнительно легких ядер мало. Как мы видели в разделе о массовых распределениях, деление ядер типа висмута и более легких напоминает деление заряженной жидкой капли. В этом случае можно ожидать зарядового распределения  $Z_p(A)$  продуктов деления, предсказываемого гипотезой о равной плотности зарядов делящегося ядра и осколков. Экспериментальные результаты при облучении золота альфа-частицами с энергией  $40 \text{ Мэв}$ <sup>196</sup> и висмута дейтонами с энергией  $190 \text{ Мэв}$ <sup>138</sup> совпадают с предсказаниями этой гипотезы. В случае деления ядер при облучении золота ионами углерода с энергией  $112 \text{ Мэв}$ , как было найдено<sup>141</sup>, зарядовое распределение продуктов деления  $Z_p(A)$  располо-

жено между зависимостями, предсказываемыми гипотезой о равной плотности зарядов ядра и осколков и гипотезой о минимуме потенциальной энергии касающихся осколков.

Представляется желательным получение дальнейшей информации о зарядовом распределении осколков деления как легких, так и тяжелых ядер с целью их сравнения для выяснения их сходства или различия ввиду предполагаемого различия (см. раздел 5) характера деления этих ядер: подобно жидкой капле в первом случае и при влиянии подструктуры при низких энергиях — во втором.

### 7. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

При облучении  $U^{235}$  нейтронами с энергией  $14 \text{ Мэв}$ <sup>197</sup> и  $Th^{232}$  фотонами с максимальной энергией  $16 \text{ Мэв}$ <sup>198</sup> был обнаружен преимущественный вылет осколков деления под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  к пучку в первом случае и под углом  $90^\circ$  — во втором. Связь направлений разлета осколков с направлением бомбардирующих частиц, как было показано<sup>29,199</sup>, является прямым следствием закона сохранения момента количества движения.

Если предположить, как это было сделано Бором<sup>29</sup>, что делящееся ядро при прохождении через седловую точку обладает осевой симметрией и что направление оси симметрии, совпадающее с направлением деления, сохраняется после прохождения ядром седловой точки, направление разлета осколков определяется направлением оси симметрии ядра в седловой точке и, следовательно, величиной  $K$  — проекцией углового момента ядра  $I$  на его ось симметрии. Если, далее, при низких энергиях возбуждения ядро может разделиться, проходя через одно из дискретных состояний в седловой точке<sup>29</sup>, то, следовательно, угловое распределение осколков полностью определяется характером этого промежуточного состояния.

При облучении ядер нейтронами и заряженными частицами средних энергий, когда в ядро вносится значительный угловой момент, в сплошном спектре возможных переходных состояний имеется некоторая преимущественность для состояний с малым значением  $K$ , так как этим состояниям соответствует меньшая энергия вращения ядра

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2J_{\parallel}} K^2 + \frac{\hbar^2}{2J_{\perp}} (I^2 - K^2), \quad (18)$$

где  $J_{\parallel}$  и  $J_{\perp}$  — моменты инерции ядра в седловой точке относительно оси симметрии ядра и перпендикулярной к ней оси соответственно. Если предположить, как это сделал Струтинский<sup>199</sup>, что распределение ядер по энергиям вращения в седловой точке определяется фактором Больцмана,  $W(E_{\text{вр}}) \sim \exp[-E_{\text{вр}}/T]$ , где  $T$  — температура ядра в седловой точке, то распределение ядер по  $K$  будет типа гауссовского:

$$W(K) \sim \exp[-K^2/2K_0^2],$$

где

$$K_0^2 = \frac{1}{\hbar^2} \frac{J_{\parallel} J_{\perp}}{J_{\perp} - J_{\parallel}} T + \frac{1}{\hbar^2} J_{\text{эфф}} T. \quad (19)$$

При заданном значении  $I$  и  $K$  угловое распределение осколков деления относительно пучка частиц определяется как

$$W_{I,K}(\theta) = \frac{2I}{4\pi^2} (I^2 \sin^2 \theta - K^2)^{-1/2}. \quad (20)$$

Угловое распределение осколков после интегрирования по всем возможным значениям  $I$  и  $K$  имеет максимумы под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  к пучку

бомбардирующих частиц, и величина анизотропии увеличивается с ростом параметра  $p = (I_{\text{макс}}/2K_0)^2$ <sup>200</sup>. При малых значениях  $p$  анизотропия деления

$$W(0^\circ)/W(90^\circ) \simeq 1 + (I_{\text{макс}}^2/8K_0^2). \quad (21)$$

В другом предельном случае,  $p \gg 1$ , угловое распределение осколков описывается законом  $W(\theta) = 1/\sin^2 \theta$ <sup>200</sup>. Качественно подобные результаты получаются, если предположить<sup>201</sup>, что распределение состояний по  $K$  в седловой точке имеет линейную форму:  $W(K) \sim |K - K_{\text{макс}}|$ .

В отличие от изложенного выше представления, где предполагалось, что угловое распределение осколков определяется пространственной ориентацией осей симметрии ядра в седловой точке, Эриксоном и Струтинским<sup>202</sup> была рассмотрена возможность, что угловое распределение осколков определяется распределением спинов в осколках. И в этом случае следует ожидать преимущественности вылета осколков деления под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  при облучении частицами.

### 7.1. Анизотропия при низких и средних энергиях возбуждения

**Фотоделение.** Наблюдаемое угловое распределение осколков деления при облучении фотонами четно-четных ядер-мишеней Th<sup>232</sup>, U<sup>234</sup>, U<sup>236</sup>, U<sup>238</sup> и Pu<sup>240</sup> может быть представлено<sup>203-209</sup> функцией вида

$$W(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta, \quad (22)$$

где  $\theta$  — угол между направлением разлета осколков и пучком фотонов. В интервале энергий фотонов 6—20 Мэв характер углового распределения осколков, определяемый членом  $b \sin^2 \theta$ , свидетельствует о преимущественно дипольном поглощении фотонов ядром\*). Однако, как было найдено<sup>209</sup>, относительный вклад квадрупольной компоненты увеличивается при подбарьерном фотоделении U<sup>238</sup> и Pu<sup>240</sup>, что свидетельствует о меньшей величине барьера деления U<sup>238</sup> и Pu<sup>240</sup> в состоянии 2<sup>+</sup> — квадрупольное поглощение — в сравнении с делением в состоянии 1<sup>-</sup> — дипольное поглощение (на  $\sim 0,4-0,5$  Мэв). С ростом энергии гамма-квантов величина угловой анизотропии уменьшается. Угловое распределение осколков фотоделения ряда ядер с нечетным массовым числом было найдено изотропным<sup>203</sup>.

Найденные особенности углового распределения осколков при фотоделении объясняются<sup>203</sup> тем, что в случае электрического дипольного поглощения фотона четно-четным ядром наименее возможное состояние ядра в седловой точке есть состояние коллективного возбуждения 1<sup>-</sup> ( $K = 0$ ). Деление ядра из этого состояния приводит к угловому распределению вида  $\sin^2 \theta$ , с максимумом под углом  $90^\circ$ . С ростом энергии фотонов появляется возможность деления ядер из других состояний. Наложение делений из ряда состояний с различным характером углового распределения осколков приводит к наблюдаемому уменьшению анизотропии деления с ростом энергии фотонов. Если ядро-мишень имеет непарный нуклон, то уже вблизи порога имеется возможность деления из нескольких состояний, что и объясняет наблюдаемую изотропию деления при облучении фотонами ряда ядер с нечетным массовым числом<sup>203</sup>. Однако Работновым и др.<sup>209б</sup> при облучении ядер Pu<sup>239</sup> фотонами с максимальной энергией в интервале 5,4—5,9 Мэв была найдена небольшая анизотропия деления, перпендикулярная, с повышением энергии меняющая знак и стремящаяся затем к нулю. Такой характер анизотропии фотоделения ядер Pu<sup>239</sup> может быть объяснен<sup>209б</sup> в предположении, что полосы уровней с  $K = 1/2^-$  находится ниже полосы уровней с  $K = 3/2^-$  в переходном состоянии ядра Pu<sup>239</sup> при положительной четности его основного состояния.

**Деление ядер при  $(n, f)$ -,  $(d, pf)$ - и  $(\alpha, \alpha'f)$ -реакциях.** а) Четно-четные составные ядра. Эффекты проявления структуры каналов деления в угловом распределении осколков были обнаружены в ряде исследований угловой

\*) В измерениях Базя и др.<sup>205</sup> было найдено, что при  $E_\gamma \sim 6-9$  Мэв определяющим угловое распределение осколков членом является  $c \sin^2 2\theta$ , который соответствует квадрупольному поглощению фотонов. Более поздние измерения<sup>206, 208, 209</sup> не подтвердили этих результатов.

анизотропии вблизи порога деления. Нестеров и др.<sup>210</sup> при облучении ядер  $U^{235}$  нейтронами с энергией 0,08—0,3  $Mэв$  нашли в угловом распределении осколков перпендикулярную компоненту. При дальнейшем возрастании энергии нейтронов преимущественный вылет осколков наблюдается под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$ . Значительная анизотропия вылета осколков  $W(0^\circ)/W(90^\circ) \approx 7$  была найдена<sup>211</sup> в реакции  $U^{238}(\alpha, \alpha'f)$  при энергии возбуждения 600  $кэв$  сверх барьера деления ядра  $U^{238}$ . Величина анизотропии и характер углового распределения осколков свидетельствуют, что в этой области энергии возбуждения ядра в седловой точке ядро проходит через переходное состояние с  $K = 0$ . При возрастании  $(E^* - E_f)$  от 600 до 1500  $кэв$  характер углового распределения осколков изменяется, величина анизотропии уменьшается, что свидетельствует об открытии одной или более полос с  $K \neq 0$ .

Значительная щель в спектре энергетических уровней ядра  $Pu^{240}$  в переходном состоянии  $2\Lambda \approx 2,6 Mэв$  (в сравнении с  $2\Lambda \approx 1,5 Mэв$  в основном состоянии) была найдена<sup>212</sup> при изучении угловых распределений осколков в реакции  $Pu^{239}(d, pf)Pu^{240}$ . Эта реакция позволяет внести в ядро энергию возбуждения ниже энергии связи нейтронов при одновременном внесении значительного углового момента. Как было найдено<sup>212а</sup>,  $K^2 = 0$  вблизи барьера и скачкообразно возрастает от  $\sim 8$  до  $\sim 16$  при  $E^* - E_f = 2,6 Mэв$ , что связывается с разрушением связи первой пары нуклонов и появлением квазичастичных состояний<sup>212а</sup>. Меньшие изменения в  $K_0^2$  при энергии возбуждения в седловой точке  $\sim 0,7$  и  $\sim 1,6 Mэв$  были интерпретированы\*) как обязанные вкладу коллективных вибрационных состояний ядра в седловой точке<sup>212а</sup>.

б) *A* - нечетные составные ядра. При облучении  $Th^{232}$  нейтронами с энергией 1,6  $Mэв$  Хенкель и Бролли<sup>213</sup> нашли, что осколки деления разлетаются преимущественно под углом  $90^\circ$  к направлению нейтрона. При несколько меньшей и большей энергии нейтронов перпендикулярная анизотропия уменьшается, а затем преимущественным становится вылет осколков под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  к пучку нейтронов. Позднее преимущественно перпендикулярный вылет осколков по отношению к пучку нейтронов был обнаружен при облучении ряда четно-четных ядер-мишеней нейтронами вблизи порога деления<sup>55, 214 - 216</sup>. Лампере<sup>215</sup> выполнил каналовый анализ результатов углового распределения осколков деления ядер при облучении нейтронами ядер от  $Th^{230}$  до  $Pu^{240}$ . Его вывод: последовательность полос уровней в седловой точке с  $K = 1/2^+$ ,  $K = 3/2^-$  и  $K = 1/2^-$  может объяснить наблюдаемый характер и величину угловой анизотропии для большинства из указанных ядер. В случае облучения ядер  $Th^{230}$  и  $Pu^{239}$  нейтронами наблюдаемый характер анизотропии деления ядер, как показано Воротниковым и др.<sup>216</sup>, может быть лучше объяснен в предположении, что первой, наиболее низкой в последовательности полос уровней является полоса\*\*) с  $K = 1/2^-$ .

На рис. 17 наряду с результатами Лампере при облучении  $U^{234}$  нейтронами приведены также значения анизотропии деления ядер в случае облучения  $U^{234}$  нейтронами от  $(d, pf)$ -реакции, полученные Ванденбошем и др.<sup>217</sup>. Зависимость анизотропии от энергии возбуждения в этом случае показывает структуру, значительно большую, чем в измерениях Лампере<sup>215в</sup>  $(n, f)$ -реакции. Если приписать каждый из наблюдаемых максимумов или минимумов в угловой анизотропии открытию нового канала, данные, полученные Ванденбошем и др.<sup>217</sup>, указывают, что в седловой точке делящегося ядра  $U^{235}$  имеется около восьми открытых каналов в интервале первых 2  $Mэв$  энергии возбуждения, со средним расстоянием между ними  $\sim 250 кэв$ .

в) *Зависимость анизотропии от энергии бомбардирующей частиц.* При энергии бомбардирующих нейтронов порядка нескольких  $Mэв$  плотность уровней тяжелого ядра в седловой точке велика, отдельные уровни уже не проявляются в угловом распределении осколков, и в этом случае оправдан, как уже отмечалось, статистический подход к оценке анизотропии углового распределения осколков деления ядер. В интервале энергий бомбардирующих нейтронов 2,5—5,5  $Mэв$  величина анизотропии углового распределения осколков деления тяжелых ядер слабо зависит от энергии нейтронов<sup>214, 215 - 220</sup>, но зависит от  $Z^2/A$  ядра-мишени (см. далее), а в случае ядер  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  — от спина ядра-мишени.

Так, найдено, что величина анизотропии деления ядер при облучении  $U^{233}$  ( $I_0 = 5/2$ ) больше, чем при облучении  $Pu^{239}$  ( $I_0 = 1/2$ )<sup>214, 220</sup>, а при облучении  $U^{235}$  ( $I_0 = 7/2$ ) больше, чем в двух предыдущих случаях<sup>214</sup>. Эта зависимость оказалась

\*) Отмеченное скачкообразное изменение  $K_0^2$  с ростом энергии возбуждения ядра можно объяснить, как показано Струтинским<sup>212б</sup>, и при значении энергетической щели ядра  $Pu^{240}$  в переходном состоянии, равном величине энергетической щели этого ядра в основном состоянии.

\*\*) Как уже отмечалось ранее, Работнов и др.<sup>209б</sup> при анализе характера анизотропии фотоделения ядер  $Pu^{239}$  вблизи порога пришли также к выводу, что для делящегося ядра  $Pu^{239}$  наиболее низкой полосой уровней в переходном состоянии является полоса с  $K = 1/2^-$ .

обратной ожидаемой <sup>20</sup>, так как полагалось, что хаотически ориентированный собственный спин ядра-мишени приведет к дезориентации углового момента составного ядра  $I = L + I_0$  и, вследствие этого, к уменьшению анизотропии. Возможная причина аномальной зависимости анизотропии от спина — зависимость вероятности деления  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от углового момента составного ядра <sup>228</sup>. Количественная оценка увеличения анизотропии деления с увеличением спина ядра показала, однако, что таким образом можно объяснить только часть наблюдаемого эффекта <sup>221</sup>. Другая возможная причина аномалии — отклонение от гауссовой формы распределения по  $K$  проекции углового момента на ось симметрии ядра в седловой

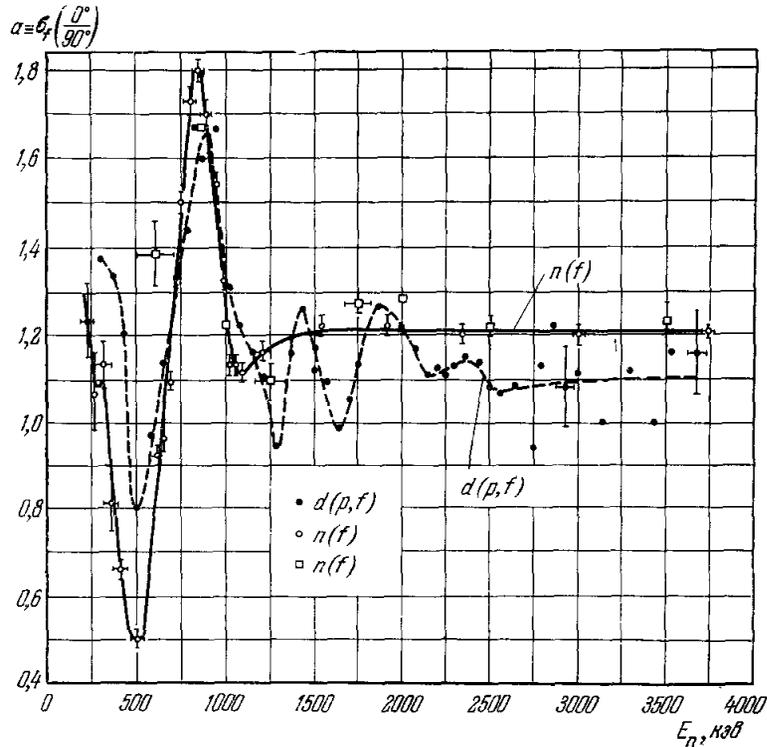


Рис. 17. Угловая анизотропия осколков деления ядер при облучении  $U^{234}$  нейтронами <sup>215</sup> и нейтронами в  $(d, pf)$ -реакции <sup>217</sup>. (Рисунок взят из работы Ванденбоша и др. <sup>217</sup>.)

точке в области низких энергий <sup>222</sup>. Однако возможно, что наблюдаемое возрастание анизотропии деления связано не столько с увеличением спина указанных ядер, сколько с уменьшением эффективного момента инерции ядра в седловой точке при уменьшении  $Z^2/A$ , что приводит к увеличению анизотропии деления (см. формулу (19)). Симмонс и др. <sup>219</sup> нашли для ряда делящихся ядер, что  $K_0^2$  и, следовательно,  $J_{\text{эфф}} \sim K_0^2$  возрастают с ростом  $Z^2/A$  ядра, что совпадает с предсказаниями модели жидкой капли <sup>24, 26</sup>. Личмен и Бламберг <sup>223</sup> сравнили величину анизотропии деления составных ядер  $U^{236}$  и  $Pu^{240}$ , полученных при облучении ядер нейтронами низких энергий и ионами  $He^4$ . Разница в величине анизотропии деления ядер  $U^{236}$  и  $Pu^{240}$  в случае облучения нейтронами и ионами  $He^4$  почти одинакова, что также свидетельствует о зависимости анизотропии от  $Z^2/A$  скорее, чем от спина ядра, так как в случае облучения ионами  $He^4$  ядра-мишени  $Th^{232}$  и  $U^{236}$  не имеют спина.

При энергии бомбардирующего нейтрона, соответствующей очередной  $(n, xn'f)$ -реакции <sup>214, 219, 220</sup>, анизотропия деления тяжелых ядер скачкообразно возрастает. Эти характерные скачки анизотропии объясняются тем, что деление ядер после эмиссии нейтрона с малой энергией возбуждения и с малым  $K_0$  сильно анизотропно <sup>200, 201</sup>. Величина скачка с ростом энергии нейтронов постепенно уменьшается из-за уменьшения вклада делений после испускания нейтрона. Подобные же скачки анизотропии после испускания нейтрона были обнаружены <sup>223, 224</sup> при облучении тория и урана ионами  $He^4$ .

При облучении ядер протонами  $^{225}$ , дейтонами  $^{225}$ ,  $^{226}$ , ионами  $\text{He}^4$   $^{223}$ ,  $^{224}$  и тяжелыми ионами  $^{227}$  анизотропия углового распределения осколков увеличивается с ростом энергии частиц из-за возрастания вносимого в ядро углового момента. Из экспериментальных значений анизотропии, зная величину вносимого углового момента, можно определить значение  $K_0^2$  при данной энергии возбуждения и, таким образом, найти экспериментальную зависимость  $K_0^2$  от энергии возбуждения. На рис. 18 представлена эта зависимость для случая облучения  $\text{U}^{235}$  медленными нейтронами и  $\text{U}^{233}$  ионами  $\text{He}^4$ . Там же представлены расчетные зависимости в предположении, что анизотропия определяется состоянием ядра в седловой точке или же спинами разделившихся осколков. Видно, что расчетная зависимость  $K_0^2$  ( $E^*$ ), полученная при первом предположении, лучше согласуется с экспериментальной зависимостью. Из приведенных зависимостей видно также, что при малых энергиях возбуждения экспериментальная зависимость  $K_0^2$  ( $E^*$ ) проходит значительно ниже расчетной. Это можно объяснить тем, что при энергиях возбуждения, незначительно превышающих барьер деления тяжелого ядра, значительная часть нуклонов ядра спарена. Учет эффектов спаривания в модели сверхтекучего ядра  $^{42}$ ,  $^{212}$  приводит к согласию расчетной и экспериментальной зависимостей  $K_0^2$  ( $E^*$ ).

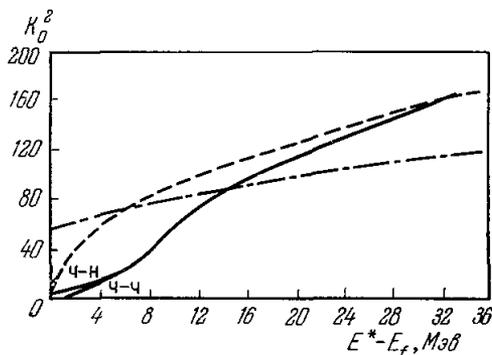


Рис. 18. Зависимость величины  $K_0^2$  от энергии возбуждения ядра в седловой точке  $E^* - E_f$ . Сплошной линией обозначена зависимость, вычисленная из экспериментов с нейтронами  $^{214}$ ,  $^{220}$  и ионами  $\text{He}^4$   $^{224}$ . (Обозначения «ч-н» и «ч-ч» относятся к четно-нечетным и четно-четным делившимся ядрам.) Пунктир — расчетная в модели ферми-газа зависимость  $^{200}$ . Штрих-пунктир — зависимость в предположении, что анизотропия определяется спинами осколков  $^{202}$  (в этом случае ордината представляет  $\sigma_1^2 + \sigma_2^2$ ). (Рисунок взят из работы Ванденбона и др.  $^{224}$ .)

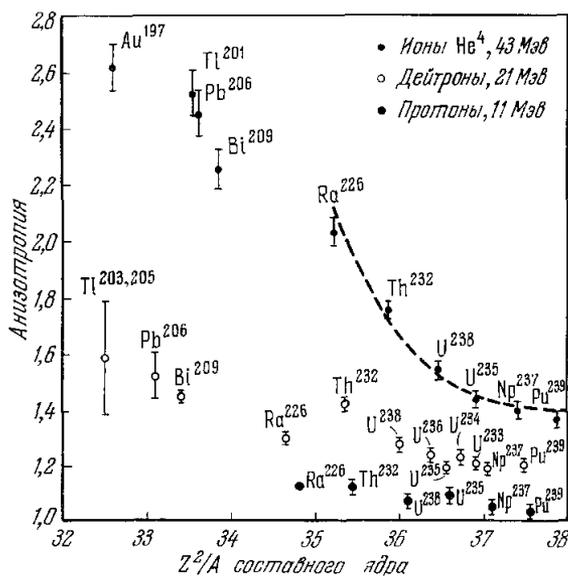


Рис. 19. Зависимость анизотропии углового распределения осколков деления от  $Z^2/A$  составного ядра при облучении ряда ядер протонами, дейтонами и альфа-частицами  $^{225}$ ,  $^{226}$ ,  $^{228}$ .

энергия возбуждения в седловой точке мала, а анизотропия велика. Другой причиной может быть более вытянутая форма этих ядер в седловой точке (см. рис. 1а),  $J_{\perp} - J_{\parallel}$  вследствие этого велика, а  $K_0^2$  (формула (19)) мало.

Зависимость угловой анизотропии от  $Z^2/A$ . Найдено, что величина угловой анизотропии деления возрастает с уменьшением  $Z^2/A$  делящегося ядра. На рис. 19 представлены данные по анизотропии деления при облучении ряда ядер протонами, дейтонами и ионами  $\text{He}^4$ . Наблюдаемое увеличение анизотропии с уменьшением  $Z^2/A$  делящегося ядра связывается с увеличением при этом доли делений после испарения нейтронов и, следовательно, с понижением энергии возбуждения ядер в момент деления для ядер от плутония до радия  $^{200}$ . Этот аргумент неспрогоден для объяснения анизотропии деления ядер легче радия, так как эти ядра делятся в основном до испускания нейтронов, с достаточно высокой энергией возбуждения. Наблюдаемая, тем не менее, значительная анизотропия деления ядер легче радия вызвана двумя причинами  $^{14}$ . У сравнительно легких ядер барьеры деления велики,

Из полученных значений  $K_0^2$ , зная температуру ядра в седловой точке, можно определить, согласно (19),  $J_{эфф}$  (рис. 20). Полученные таким образом значения эффективного момента инерции ядра в седловой точке хорошо совпадают со значениями  $J_{эфф}$  в расчетах деформации заряженной жидкой капли, особенно в случае ядра с нерезкой границей  $^{230}$ . Как следствие, из такого анализа можно непосредственно оценить значение  $(Z^2/A)_{крит}$ , значение, при котором  $J_{эфф}^{-1}$  в седловой точке равно нулю.  $(Z^2/A)_{крит}$  согласно таким оценкам  $^{231}$  равно 45,0.

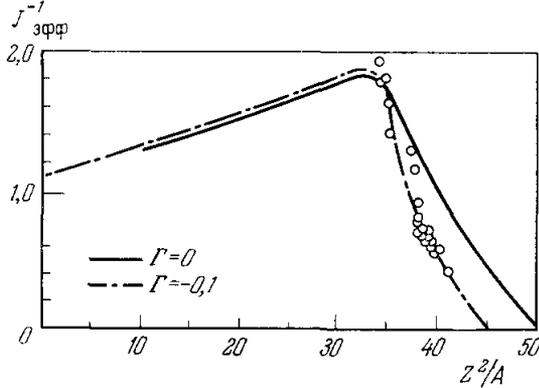


Рис. 20. Зависимость  $J_{эфф}^{-1} = (J_{\perp} - J_{\parallel})/J_{\perp}J_{\parallel}$  — величины, обратной эффективному моменту инерции ядра в седловой точке, от  $Z^2/A$ .

Экспериментальные значения вычислены из анизотропии деления при облучении ядер от  $Au^{197}$  до  $Cf^{249}$  ионами  $He^4$  с энергией 40  $Mэв$  $^{231}$ . Расчетные значения  $J_{эфф}^{-1}$  для ядер с резкой ( $\Gamma = 0$ ) и диффузной ( $\Gamma = -0,1$ ) границами  $^{230}$ .

Зависимость анизотропии от отношения масс осколков. При облучении тяжелых ядер фотонами  $^{204}$ , нейтронами  $^{229}$ , протонами  $^{232}$ ,  $^{233}$  было обнаружено, что асимметричное деление более анизотропно, чем симметричное. С ростом энергии бомбардирующих частиц зависимость анизотропии от асимметрии деления этих ядер почти исчезает  $^{233}$ ,  $^{234}$ . Наблюдаемая зависимость анизотропии деления тяжелых ядер от отношения масс осколков объясняется  $^{200}$  как результат наложения делений после испарения нейтронов, преимущественно асимметричных, с низкой энергией возбуждения и большой анизотропией, и делений до испарения нейтронов с высокой энергией возбуждения и малой анизотропией. Исчезновение зависимости анизотропии деления тяжелых ядер от отношения масс осколков с ростом энергии бомбардирующих частиц может быть объяснено тем, что вклад делений после испусканий нейтронов, преимущественно асимметричных, с большой анизотропией, с ростом энергии становится все меньше.

Если бы ответственным за корреляцию анизотропии с асимметрией деления был только эффект испарения нейтронов до деления, то указанной корреляции не следовало бы ожидать в случае облучения тяжелых ядер нейтронами с энергией меньше 6—7  $Mэв$  и при облучении ядер типа висмута частицами средних энергий, когда деление происходит до испарения нейтронов. Как было найдено, в этих двух случаях как будто действительно отсутствует корреляция между анизотропией и асимметрией деления  $^{217}$ ,  $^{235} - ^{237}$ ,  $^{239}$  в пределах точности измерения.

Однако если как угловое распределение, так и массовое распределение осколков определяются в стадии прохождения через вершину потенциального барьера, между анизотропией и асимметрией деления принципиально возможна взаимосвязь. Так, в случае деления ядер типа висмута, делящихся подобно жидкой заряженной капле, преимущественно симметрично, можно ожидать некоторого возрастания анизотропии с ростом отношения масс осколков, так как асимметричной конфигурации ядра при критической деформации, в рамках модели жидкой капли, соответствует большая величина потенциальной энергии в сравнении с симметричной конфигурацией. Если взять в качестве разницы значений потенциальной энергии асимметрично и симметрично деформированного ядра при прохождении через вершину потенциального барьера значения  $\Delta E_f$ , приведенные в табл. III, и принять, что ядро при критической деформации имеет форму двух касающихся эллипсоидов, то можно показать, что величина анизотропии, вычисленная согласно (21) для делений с отношением масс осколков 1,3 и 2,0 в случае облучения висмута ионами  $He^4$  с энергией 42  $Mэв$ , превышает анизотропию симметричного деления лишь на 2 и 6% соответственно. Этим, в частности, можно объяснить то, что Флинн и др.  $^{239}$  не нашли изменения анизотропии с ростом отношения масс осколков от 1,0 до 1,3 при облучении свинца и висмута ионами  $He^4$  с энергией 42  $Mэв$  \*). Для ядер типа урана при низких энергиях возбуждения можно ожидать некоторого возрастания анизотропии для симметричного и сильно асимметричного делений в сравнении с наиболее вероятным делением, если последнее связано с проявлением оболочечных эффектов уже в седловой точке, с меньшим барьером деления. При этом симметричное и сильно асимметричное деления тяжелых ядер

\*) Для осколка  $Bg^{83}$ , соответствующего асимметрии деления 1,53, они нашли даже некоторое уменьшение анизотропии.

происходят в случаях, когда оболочечные эффекты не проявляются, и им соответствуют большие значения барьеров деления в сравнении с наиболее вероятным делением. В некоторых полученных до сих пор экспериментальных результатах отмечается лишь некоторая тенденция к увеличению анизотропии для симметричных и сильно асимметричных делений <sup>235</sup> — <sup>238</sup>.

## 7.2. Угловое распределение осколков в области высоких энергий

При облучении ядер тяжелыми ионами делящееся ядро получает большой угловой момент и вследствие этого наблюдается большая анизотропия в угловом распределении осколков деления <sup>93</sup>, <sup>95</sup>, <sup>227</sup>. Основные закономерности углового распределения осколков деления в этом случае — возрастание анизотропии с увеличением энергии ионов, с уменьшением  $Z^2/A$  делящегося ядра — те же, что и при облучении частицами средних энергий. Почти не исследована зависимость анизотропии от отношения масс осколков: имеется лишь указание на то, что эта зависимость слабая <sup>240</sup>.

При облучении урана, висмута, золота протонами с энергией свыше 45 *Мэв* угловое распределение осколков стремится к изотропному <sup>233</sup>, <sup>241</sup> — <sup>244</sup>. Ранее в случае облучения урана и тория протонами с энергией 460—660 *Мэв* была обнаружена значительная преимущественность вылета осколков деления под углом 90° к пучку протонов <sup>245</sup>. В более поздних измерениях эти результаты не были подтверждены <sup>241</sup>, <sup>242</sup>. Угловое распределение осколков деления ядер урана близко к изотропному вплоть до энергии бомбардирующих протонов 3 *Бэв* <sup>142</sup>. Такой характер углового распределения осколков деления при высоких энергиях бомбардирующих протонов связан, по-видимому, с характером взаимодействия быстрого протона с ядром, с вылетом из ядра каскадных нуклонов, результатом чего является дезориентация угловых моментов ядер <sup>142</sup>.

## 8. КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Зависимость кинетической энергии осколков от отношения их масс. Если бы кинетическая энергия осколков деления определялась их кулоновским взаимодействием в момент разделения, то для осколков сферической формы, в предположении  $Z_1/Z_2 = A_1/A_2$ ,

$$E_K = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_1 + r_2} = \frac{Z_0^2 e^2}{r_0 A_0^{1/3}} \left\{ \frac{A_T/A_L}{(1 + A_T/A_L)^{5/3} [1 + (A_T/A_L)^{1/3}]} \right\}, \quad (23)$$

т. е. суммарная кинетическая энергия двух осколков деления наибольшая при симметричном делении и уменьшается с ростом отношения масс осколков. Однако, как найдено при спонтанном делении тяжелых ядер <sup>113</sup>, <sup>246</sup>, <sup>247</sup>, при делении тяжелых ядер, вызванном тепловыми нейтронами <sup>108</sup>, <sup>119</sup>, <sup>248</sup>—<sup>253</sup> и частицами средних энергий <sup>134</sup>, <sup>137</sup>, <sup>144</sup>, <sup>254</sup>—<sup>262</sup>, в зависимости  $\bar{E}_K(A_T/A_L)$  имеется минимум в области симметричного деления. В случае облучения ядер  $U^{233}$ ,  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  тепловыми нейтронами провал в кинетической энергии в области симметричного деления составляет около 20—35 *Мэв* \*) и с ростом энергии бомбардирующих частиц уменьшается. Так, при облучении урана и тория нейтронами с энергией 14 *Мэв* провал составляет 12—15 *Мэв* <sup>254</sup>—<sup>256</sup>, а при облучении ионами  $He^4$  с энергией 29 *Мэв* <sup>259</sup>—<sup>262</sup> уже только 6—8 *Мэв* (рис. 21). Небольшой провал  $\bar{E}_K$  в области симметричного деления еще наблюдается при облучении  $U^{238}$  и  $Th^{232}$

\*) Значения кинетической энергии осколков симметричного деления ядер  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  при облучении тепловыми нейтронами, измеренные с помощью ионизационной камеры, полупроводниковых детекторов и по времени пролета осколков, в значительной степени неопределенны из-за вклада (до ~50%) делений несимметричных, с большими значениями кинетической энергии. При измерении кинетической энергии осколков симметричного деления ядер по пробегу осколков радиохимическим методом <sup>251</sup>—<sup>253</sup> неопределенности в  $\bar{E}_K$  из-за вклада несимметричных делений не возникает, однако появляется другая трудность — из-за неопределенности в знании зависимости пробега осколков от его кинетической энергии.

ионами  $\text{He}^4$  с энергией 42 и 65  $Mэв$ <sup>134, 260</sup>. При облучении  $\text{Ra}^{226}$  протонами, дейтонами, ионами  $\text{He}^3$ ,  $\text{He}^4$  с энергией от  $\sim 10$  до  $\sim 30 Mэв$  провал  $\bar{E}_K$  в области симметричного деления составляет 6—9  $Mэв$ <sup>137, 144</sup>. При облучении же ядер висмута и золота ионами  $\text{He}^4$  с энергией 25  $Mэв$  и ионами  $\text{He}^4$  с энергией 42  $Mэв$ <sup>137, 260</sup> была найдена плавная зависимость  $\bar{E}_K(A_T/A_D)$  (рис. 22).

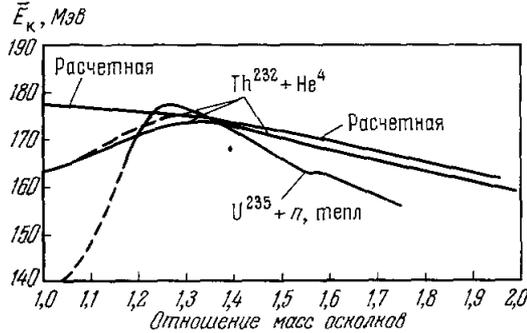


Рис. 21. Зависимость средней кинетической энергии пары осколков деления  $\bar{E}_K$  от отношения их масс в случае деления ядер при облучении  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами<sup>119</sup>,  $\text{Th}^{232}$  ионами  $\text{He}^4$  с энергией 22  $Mэв$  (пунктир), 29,5  $Mэв$ <sup>259</sup>.

Приведена также расчетная<sup>119</sup> в модели жидкой капли зависимость для делящегося ядра  $\text{U}^{235}$ .

В другой группе работ<sup>137, 256, 258, 263</sup> аномальный провал кинетической энергии осколков в области симметричного деления тяжелых ядер объясняется в духе модели двух типов деления. Наблюдаемая зависимость  $\bar{E}_K(A_T/A_D)$  объясняется в этом случае как наложение двух независимых типов деления, симметричного и асимметрично-

го. С симметричным типом деления как легких, так и тяжелых ядер связывается большее расстояние между центрами тяжести осколков в сравнении с асимметричным типом деления, а следовательно, меньшая кинетическая энергия осколков, независимо от энергии возбуждения делящегося ядра<sup>137</sup>. Для объяснения возрастания кинетической энергии осколков симметричного деления тяжелых ядер с увеличением энергии возбуждения ядра в другой трактовке модели двух типов деления<sup>263</sup> было предположено, что симметричный тип деления как легких, так и тяжелых ядер является быстрым процессом, в котором добавочная энергия возбуждения переходит в степени свободы, связанные с движением центров тяжести осколков. Однако ни в одной из этих двух трактовок свойств двух типов деления нельзя объяснить одновременно наблюдаемое некоторое возрастание кинетической энергии осколков симметричного и сильно асимметричного делений тяжелых ядер при увеличении энергии возбуждения ядер и независимость от энергии возбуждения ядра кинетической энергии осколков симметричного деления ядер типа золота, висмута (см. следующий раздел).

Можно, однако, представить такую картину<sup>142</sup>. Как мы видели в разделе 5, деление ядер типа золота и висмута напоминает по характеру массового распределения осколков деление заряженной жидкой капли, и если это так, то, в соответствии с выражением (23), зависимость средней кинетической энергии пары осколков от отношения их масс  $\bar{E}_K(A_T/A_D)$  должна быть плавной, как в действительности и наблюдается (см. рис. 22). Симметричное деление тяжелых ядер можно рассматривать (как уже

В ряде работ наблюдаемая зависимость  $\bar{E}_K(A_T/A_D)$  при делении тяжелых ядер связывается с влиянием степени заполненности ядерных оболочек на форму осколков в момент разделения<sup>254</sup>, с повышенной жесткостью по отношению к деформации околomagических осколков и с пониженной жесткостью осколков, далеко отстоящих от заполненных оболочек<sup>169, 264, 265, 267</sup>. Для объяснения наблюдаемого возрастания кинетической энергии осколков симметричного (и сильно асимметричного деления<sup>260-262</sup>) тяжелых ядер с ростом энергии возбуждения, а также некоторого уменьшения кинетической энергии осколков в максимуме (см. рис. 21), в этой картине нужно предположить<sup>260</sup> изменение жесткости осколков с ростом энергии возбуждения.

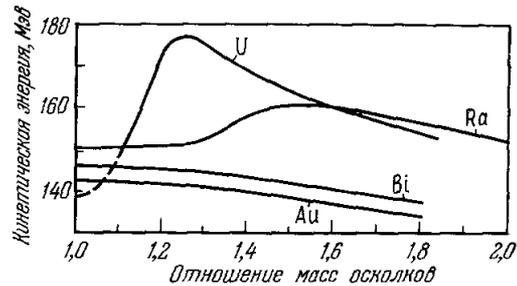


Рис. 22. Зависимость средней кинетической энергии пары осколков деления  $\bar{E}_K$  от отношения их масс в случае деления ядер при облучении  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами<sup>119</sup>,  $\text{Ra}^{226}$  дейтонами с энергией 14  $Mэв$ <sup>137</sup>,  $\text{Bi}^{209}$  и  $\text{Au}^{197}$  ионами  $\text{He}^3$  с энергией 25,5  $Mэв$ <sup>137</sup>.

предлагалось в разделе 5) как деление, в процессе которого влияние оболочек полностью или частично ослаблено. При низких энергиях возбуждения это ослабление может быть вызвано большими деформациями ядра в процессе деления, возможно, еще до или в седловой точке. Деление из таких сильно деформированных состояний приводит к аномальному спаду кинетической энергии осколков симметричного (и, по-видимому, сильно асимметричного) деления. С ростом энергии возбуждения ядра симметричное деление может произойти из менее деформированного состояния ядра, в котором оболочки разрушены из-за повышения энергии возбуждения. Таким образом, рост энергии возбуждения тяжелого ядра приводит как к увеличению выходов продуктов симметричного деления, так и к повышению их кинетической энергии (см. рис. 11, 21 и 23). Преимущественно асимметричная форма деления тяжелых ядер (см. раздел 5) обусловлена, по-видимому, влиянием замкнутых оболочек из 82 нейтронов и 50 протонов в тяжелом осколке. Деление ядра, в процессе которого проявилось влияние оболочечных эффектов, происходит из менее деформированных состояний с повышенной кинетической энергией осколков. С ростом энергии возбуждения делящихся ядер влияние оболочечных эффектов уменьшается, кинетическая энергия осколков в области масс 132 уменьшается, приближаясь к значению, предсказываемому моделью жидкой капли (рис. 21 и 23). При достаточно высокой энергии возбуждения тяжелого ядра, когда влияние оболочечных эффектов полностью уничтожено, зависимость  $\bar{E}_K (A_T/A_D)$  согласно такому представлению может быть описана плавной кривой. Интересно отметить, что подобно связи в уменьшении провала в области симметричного деления в кривой масс и кинетической энергии при делении тяжелых ядер с ростом энергии частиц (рис. 12 и 21), при переходе от тяжелых ядер к более легким уменьшается провала в области симметричного деления в массовых кривых сопровождается уменьшением провала в кинетической энергии осколков симметричного деления (см. рис. 10 и 22). В случае облучения золота как выход, так и кинетическая энергия осколков имеют максимальное значение при делении на осколки равной массы.

Зависимость средней кинетической энергии осколков деления от энергии возбуждения. Поскольку, как мы видели, в области низких и средних энергий возбуждения средняя кинетическая энергия пары осколков деления тяжелого ядра в сильной степени зависит от отношения их масс, можно в принципе ожидать в этой области энергий возбуждения некоторого изменения средней кинетической энергии осколков из-за изменения характера массового распределения осколков деления тяжелых ядер. Как было найдено<sup>266</sup>, в случае спонтанного деления ядер  $\text{Pu}^{240}$  и деления ядер при облучении  $\text{Pu}^{239}$  тепловыми нейтронами средняя кинетическая энергия осколков деления не меняется в пределах ошибок измерений.

В области резонансов можно ожидать, что повышение (понижение) выходов симметричного деления для какого-либо резонансного уровня или группы уровней приведет к понижению (повышению) средней кинетической энергии осколков деления из-за аномально малой кинетической энергии осколков симметричного деления. Были отмечены небольшие вариации средней кинетической энергии осколков при облучении  $\text{U}^{235}$  нейтронами с энергией от 0,025 до 1 эв<sup>267</sup>, однако эти вариации  $\bar{E}_K$  не удалось связать непосредственно с изменением выходов симметричного

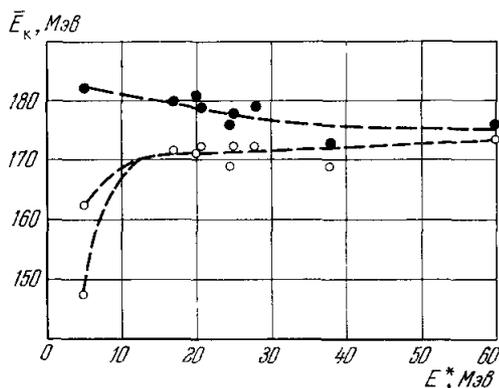


Рис. 23. Зависимость средней кинетической энергии пары осколков  $\bar{E}_K$  симметричного деления (○) и деления с максимальной кинетической энергией (●) от энергии возбуждения составного ядра при облучении  $\text{Pu}^{239}$  тепловыми нейтронами  $^{119}, ^{249}, \text{U}^{233}$  ионами  $\text{He}^4$  с энергией 22,1; 25,7; 29,5 Мэв  $^{259}, \text{U}^{238}$  ионами  $\text{He}^4$  с энергией 29,4 и 42 Мэв  $^{260}$  и  $\text{U}^{238}$  ионами  $\text{He}^4$  с энергией 65 Мэв<sup>131</sup>.

деления. Ванденбош и др.<sup>217</sup> не нашли, в пределах 1%, изменения  $\bar{E}_K$  для различных уровней в седловой точке при изучении каналовой структуры составного ядра  $U^{235}$  с помощью ( $d, pf$ )-реакции. Некоторое изменение  $\bar{E}_K$  при еще большей энергии нейтронов, 500–700 кэв, было найдено Блюмкиной и др.<sup>268</sup> при облучении  $U^{233}$ ,  $U^{235}$  и было приписано открытию  $p$ -каналов деления.

В области средних энергий возбуждения небольшое наблюдаемое изменение, а именно уменьшение кинетической энергии осколков деления

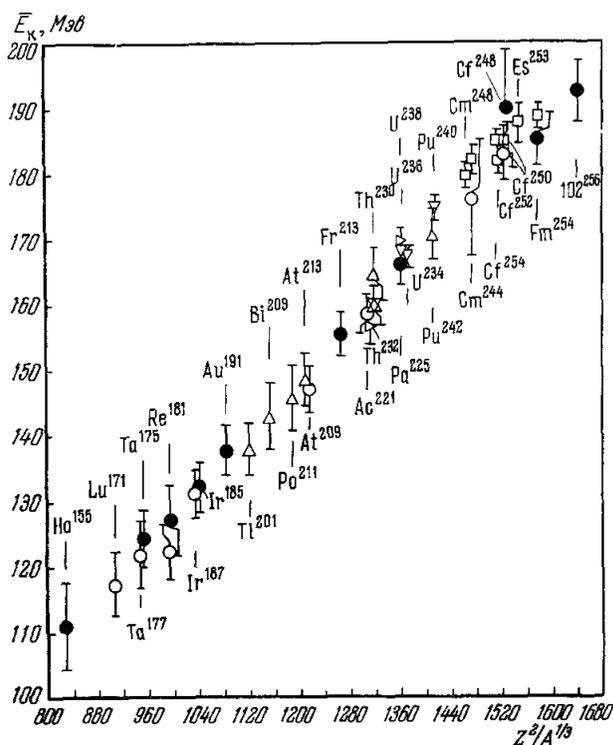


Рис. 24. Зависимость средней кинетической энергии осколков деления  $E_K$  от  $Z^2/A^{1/3}$  делящегося ядра 113, 119, 121, 137, 260, 273–276. □ — спонт.; ▽ —  $n$ , тепл.; △ —  $He^4$ ; ○ —  $C^{12}$ ; ● —  $O^{16}$ ; ▷ —  $\gamma$ .

ги бомбардирующих частиц свидетельствует о том, что кинетическая энергия осколков действительно обусловлена в основном кулоновским взаимодействием разделившихся осколков. На рис. 24 представлена величина средней кинетической энергии осколков  $\bar{E}_K$  ряда спонтанно делящихся ядер и ядер, делящихся при облучении их частицами и фотонами, в зависимости от  $Z^2/A^{1/3}$ . Выбор параметра  $Z^2/A^{1/3}$  обусловлен тем, что при делении ядра на два равных осколка сферической формы кинетическая энергия осколков, равная энергии их кулоновского взаимодействия, будет равна

$$\bar{E}_K = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_1 + r_2} = \text{const} \cdot \frac{Z_0^2}{A^{1/3}}. \quad (24)$$

Террелл<sup>277</sup>, систематизируя экспериментальные значения  $\bar{E}_K$  осколков деления тяжелых ядер от тория до фермия, нашел, что прямолинейная

$U^{235}$  нейтронами, качественно и количественно<sup>269</sup> совпадает с ожидаемым изменением из-за уменьшения вклада асимметричных делений с максимальной кинетической энергией и из-за уменьшения самой величины максимальной кинетической энергии для асимметричного деления с ростом энергии возбуждения. При облучении  $U^{233}$ ,  $U^{235}$  нейтронами с энергией до 20 Мэв<sup>269</sup> средняя кинетическая энергия осколков деления существенно не изменяется. Подобный же результат был получен при облучении  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  нейтронами с энергией до 90 Мэв<sup>270, 271</sup>, дейтонами и протонами высоких энергий<sup>272</sup>, а также при облучении более легких ядер  $Au^{197}$ ,  $Bi^{208}$  альфа-частицами<sup>273</sup> и тяжелыми ионами<sup>274</sup>. Эта независимость  $\bar{E}_K$  от энер-

зависимость  $\bar{E}_K = 0,121 Z^2/A^{1/3}$  достаточно хорошо описывает экспериментальные данные. Однако для данных, представленных на рис. 24, охватывающих более широкую область делящихся ядер, зависимость, наилучшим образом описывающая экспериментальные значения, может быть представлена как

$$\bar{E}_K = 17,5 - 0,1092Z^2/A^{1/3}. \quad (25)$$

Рассмотрим, почему значения средней кинетической энергии осколков деления сравнительно легких ядер, делящихся преимущественно симметрично, с «нормальной» зависимостью кинетической энергии осколков от отношения их масс, укладываются на единую прямолинейную зависимость (см. рис. 24) со значениями  $\bar{E}_K$  осколков деления тяжелых ядер, при низких энергиях делящихся преимущественно асимметрично, с аномальной зависимостью  $\bar{E}_K (A_T/A_D)$ , с провалом кинетической энергии осколков в области симметричного деления. Если бы деление тяжелых ядер происходило подобно делению относительно легких ядер, т. е. преимущественно симметрично, с «нормальной» зависимостью  $\bar{E}_K (A_T/A_D)$ , как это, по-видимому, имеет место при делении тяжелых ядер в области высокой энергии возбуждения в момент деления, тогда единая зависимость  $\bar{E}_K (Z^2/A^{1/3})$  для этих двух групп делящихся ядер была бы понятна. В случае деления низковозбужденных тяжелых ядер среднее значение кинетической энергии осколков, определяемое в основном величиной кинетической энергии наиболее вероятных осколков, близко, как мы видели ранее, к значению  $\bar{E}_K$  осколков деления высоковозбужденных тяжелых ядер, что, по-видимому, может объяснить наблюдаемую единую зависимость  $\bar{E}_K (Z^2/A^{1/3})$  для всех делящихся ядер.

Если представить ядро в момент разделения в форме двух касающихся одинаковых коллинеарных, равномерно заряженных эллипсоидов, то, чтобы энергия их электростатического взаимодействия удовлетворяла (25), необходимо допустить, чтобы отношение полуосей эллипсоида  $C/A$  изменялось от 1,92 (легкие ядра) до 2,25 (тяжелые ядра) в исследуемом (см. рис. 24) интервале делящихся ядер. Величина отношения полуосей эллипсоидов определялась с помощью расчетных значений энергии электростатического взаимодействия двух касающихся заряженных эллипсоидов<sup>24</sup>. Для тяжелых делящихся ядер полученные таким образом «экспериментальные значения» отношения полуосей эллипсоидов  $C/A$  близки к расчетным значениям  $C/A$ , удовлетворяющим условию минимума потенциальной энергии для двух касающихся эллипсоидов, а для легких делящихся ядер несколько, на  $\sim 15\%$ , превышают последние. В реальном случае в момент перед разделением делящееся ядро представляется, по-видимому, в форме двух осколков, связанных шейкой. В этом случае условие минимума потенциальной энергии ядра в момент разделения осколков соответствует меньшей деформации осколков и меньшее значение энергии, заключенной в деформации, которая затем превращается в энергию возбуждения, что лучше согласуется с имеющимися данными об энергии возбуждения осколков<sup>119</sup>.

## 9. НЕЙТРОНЫ, ГАММА-КВАНТЫ И ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ, ИСПУСКАЕМЫЕ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Энергия, освобождаемая при делении ядра, реализуется в форме кинетической энергии осколков деления и путем испускания из осколков мгновенных нейтронов и гамма-квантов. Так как средняя кинетическая энергия осколков практически не изменяется с ростом энергии возбуждения ядра, то добавочная энергия возбуждения, внесенная в ядро, идет в основном на испарение дополнительных нейтронов. При достаточно высокой внесенной энергии возбуждения наряду с нейтронами при делении ядер эмитируются заряженные частицы. В некоторых редких случаях

заряженные частицы, в основном альфа-частицы, испускаются при спонтанном делении ядер и при делении ядер, вызванном частицами низких энергий. Механизм возникновения этих заряженных частиц, по-видимому, отличен от испарительного.

#### 9.1. Испускание нейтронов

Так как в модели жидкой капли минимум потенциальной энергии ядра в момент перед разделением осколков соответствует форме осколков, отличной от сферической<sup>24-26</sup>, а минимум потенциальной энергии осколков при бесконечном удалении соответствует их сферической форме, то эта разница в энергии деформации осколков превращается во внутреннюю энергию возбуждения осколков. Осколки деления тяжелого ядра в сильной степени нейтроноизбыточны. Этот избыток частично уменьшается путем испарения нейтронов осколками за счет их энергии возбуждения.

Зависимость выхода нейтронов от энергии и возбуждения. В табл. IV приведены экспериментальные среднемировые значения среднего числа нейтронов деления  $\bar{\nu}$  при облучении ряда ядер тепловыми нейтронами.

Таблица IV

Среднее число нейтронов  $\bar{\nu}$ , испускаемых при делении ядер, вызванном тепловыми нейтронами

Ядро-мишень	$\bar{\nu}$	Литература	Ядро-мишень	$\bar{\nu}$	Литература
Th <sup>229</sup>	2,18±0,08	49	Pu <sup>239</sup>	2,892±0,011	49
U <sup>232</sup>	3,04±0,05	49		2,871±0,014	50
U <sup>233</sup>	2,497±0,008	49	Pu <sup>241</sup>	3,00±0,04	49
	2,494±0,009	50		2,969±0,023	50
U <sup>235</sup>	2,426±0,006	49			
	2,430±0,008	50			

С ростом энергии возбуждения ядра увеличивается число эмиттируемых нейтронов. Если бы энергия возбуждения, дополнительно внесенная в ядро, полностью превращалась в энергию возбуждения осколков, то должна была бы наблюдаться прямолинейная зависимость между числом мгновенных нейтронов  $\bar{\nu}$  и энергией возбуждения ядра. Полное преобразование энергии возбуждения ядра в энергию возбуждения осколков возможно при условии, что в процессе деформации ядра от седловой точки до момента разделения происходит обмен энергией между внутренними степенями свободы и коллективными степенями свободы ядра, подобно движению вязкой жидкости<sup>167</sup>. Однако в последнее время было обнаружено<sup>268, 278, 279</sup> отклонение от прямолинейной зависимости  $\bar{\nu}(E_n)$  (рис. 25). При облучении ядер U<sup>235</sup>, Pu<sup>239</sup> нейтронами было найдено<sup>278, 279</sup>, что в интервале энергий нейтронов от тепловой до  $\sim 2$  Мэв число нейтронов с энергией возбуждения возрастает более медленно,  $\frac{d\bar{\nu}}{dE} = 0,08 - 0,11$  Мэв<sup>-1</sup>, чем при энергии нейтронов свыше 3 Мэв, где  $\frac{d\bar{\nu}}{dE} = 0,16 - 0,18$  Мэв<sup>-1</sup>. Разница в значениях  $\bar{\nu}$  для спонтанного деления U<sup>238</sup><sup>280</sup> и для деления фотонами с энергией 7 Мэв<sup>281</sup> соответствует наклону  $\sim 0,10$

нейтронов/ $Mэв$ , а в случае облучения  $Th^{232}$  нейтронами число мгновенных нейтронов даже увеличивается при уменьшении энергии нейтронов от 1,6 до 1,4  $Mэв$ <sup>49, 281</sup>. Необходимы дальнейшие, более полные исследования для установления природы этого

изменения  $\frac{d\bar{\nu}}{dE}$ .

Зависимость числа мгновенных нейтронов от массы осколков. При измерении  $\bar{\nu}$  в зависимости от массы осколков в случае спонтанного деления  $Cf^{252}$  и при делении ядер  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  на тепловых нейтронах было найдено<sup>246, 282-285</sup>, что эта зависимость имеет пилообразный вид (рис. 26). С возрастанием массы легкого и тяжелого осколков число нейтронов возрастает так, что оно наименьшее для наиболее легкого осколков и наибольшее для наиболее тяжелого осколков в этих двух группах.

Область симметричного деления, по-видимому, — переходная область для этих двух ветвей  $\bar{\nu}(A)^{285}$ . Подобная зависимость  $\bar{\nu}(A)$  была получена также из сравнения первичного и вторичного массовых распределений осколков деления<sup>116, 286</sup>.

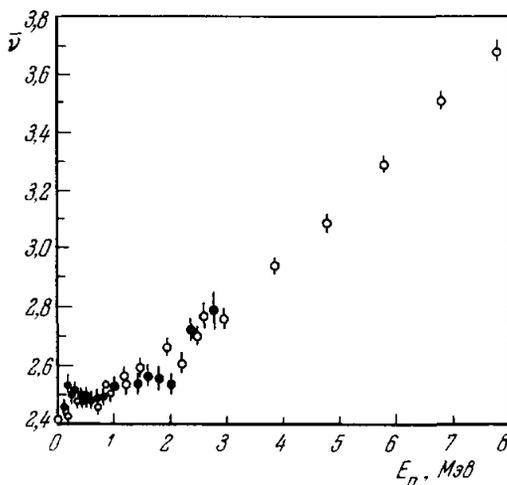


Рис. 25. Зависимость числа мгновенных нейтронов деления  $\bar{\nu}$  от энергии бомбардирующих нейтронов при облучении  $U^{235, 268, 279}$ .

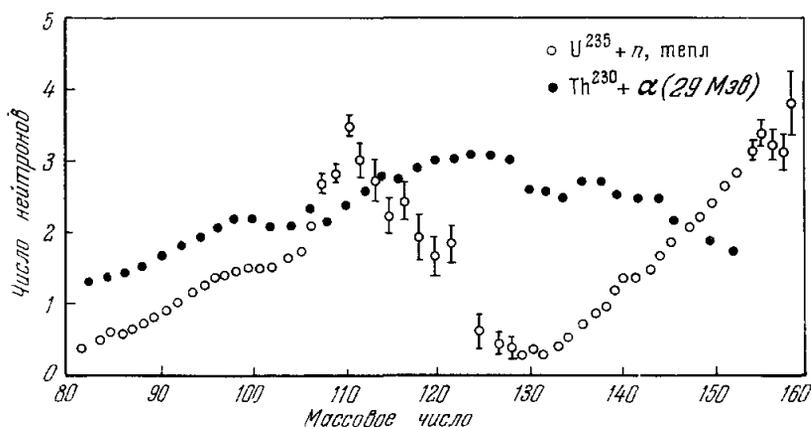


Рис. 26. Зависимость  $\bar{\nu}$  от массы осколков при облучении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами<sup>285</sup> и при облучении  $Th^{230}$  ионами  $He^4$  с энергией 29  $Mэв$ <sup>259 б</sup>.

Легкий осколок в среднем испускает несколько больше нейтронов, чем тяжелый<sup>283-285, 296, 298</sup>, на 10—30% в случае деления  $U^{236}$  и на 16% при спонтанном делении  $Cf^{252}$ . В исследованиях Аналина и др.<sup>285</sup> зависимость  $\bar{\nu}(A_1/A_D)$  было найдено, что наибольшее число нейтронов эмитируется при симметричном делении ядер  $U^{234}$ ,  $U^{236}$  и  $Pu^{240}$ . Разница в энергии возбуждения осколков при симметричном и асимметричном делениях этих ядер тепловыми нейтронами составляет около 20  $Mэв$ <sup>285</sup>, что почти равно

величине провала кинетической энергии осколков симметричного деления этих ядер.

Качественное объяснение этих экспериментальных данных основывается на предположении<sup>254, 282, 286, 298б</sup>, что форма осколков в момент перед разделением зависит от близости осколка к магическому числу нейтронов и протонов в нем. Осколки с магическим числом нуклонов имеют большее поверхностное натяжение и форма их приближается к сферической. Наоборот, далекие от заполненных оболочек осколки имеют значительно меньшее поверхностное натяжение и, вследствие этого, более вытянутую форму. Энергия возбуждения осколков, пропорциональная деформации осколков перед разделением, оказывается наименьшей для осколков вблизи заполненных оболочек с  $N=82$ ,  $Z=50$ , с  $A=132$ . Количественные расчеты<sup>265, 287</sup> привели к достаточно хорошему согласию с экспериментальной зависимостью  $\bar{\nu}(A)$  в случае деления  $U^{235}$ , вызванного тепловыми нейтронами, и в случае спонтанного деления  $Cf^{252}$ .

К сожалению, нет данных о зависимости  $\bar{\nu}(A)$  при делении более легких ядер, таких, как золото, висмут, и в случае деления тяжелых ядер при высокой энергии возбуждения, когда деление ядер происходит, как предполагалось в разделе 5, подобно делению заряженной жидкой капли, и можно ожидать, следовательно, плавного возрастания числа нейтронов  $\bar{\nu}$  с массовым числом осколка  $A$ . Лишь недавно появилась работа<sup>259б</sup>, в которой с помощью вычитания из массового распределения осколков до испускания нейтронов, полученного по времени пролета осколков<sup>259а</sup>, и массового распределения осколков после испускания нейтронов, полученного с помощью полупроводниковых детекторов, была найдена зависимость  $\bar{\nu}(A)$  для случая облучения  $Th^{230}$  и  $U^{233}$  ионами  $He^4$  с энергией 26 и 29  $Mэв$ . Среднее число нейтронов на осколок  $\bar{\nu}$  почти плавно возрастает с ростом массы осколка (см. рис. 26). Следует отметить, однако, что при вычитании из того же первичного массового распределения осколков<sup>259а</sup> вторичного массового распределения осколков, полученного радиохимическим методом, была найдена зависимость  $\bar{\nu}(A)$ , в которой обнаруживается структура, спад  $\bar{\nu}$  при  $A \simeq 132$ . Такую зависимость  $\bar{\nu}(A)$  можно объяснить наложением пилообразной зависимости  $\bar{\nu}(A)$  для ядер, делящихся после испускания нейтронов, и зависимости  $\bar{\nu}(A)$ , приближающейся к жидкокапельной, по мере возрастания энергии возбуждения ядра, делящегося до испускания нейтронов.

Энергетический спектр мгновенных нейтронов. На рис. 27 приведены энергетические спектры в лабораторной системе мгновенных нейтронов спонтанного деления ядер  $Cf^{252}$  и деления ядер при облучении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами. Спектры нейтронов с энергией от нескольких  $эв$  до  $\sim 14 Mэв$ , с наиболее вероятной энергией 0,72  $Mэв$  и средней энергией около 2  $Mэв$ , имеют максвелловский характер. Энергетические спектры нейтронов при делении других ядер<sup>290-293</sup> подобны приведенным на рис. 27. Средняя энергия нейтронов деления может быть представлена как<sup>287</sup>

$$\bar{E}_n = \bar{E}_{nf} + E_{n, \text{с.ц.и}} \simeq 0,75 + 0,65 \sqrt{\bar{\nu} + 1}, \quad (26)$$

где  $\bar{E}_{nf}$  — энергия нейтрона, имеющего скорость осколка деления, около 0,75  $Mэв$  для широкой области делящихся ядер,  $E_{n, \text{с.ц.и}}$  — средняя энергия нейтрона в системе движущегося осколка,  $\bar{\nu}$  — среднее число нейтронов на деление.

Измеряемый в лабораторной системе энергетический спектр нейтронов является сложным наложением ряда спектров нейтронов, испускаемых

осколками различных масс с распределением по энергии возбуждения, под разными углами к направлению движения осколка и т. д. Если предположить, что мгновенные нейтроны испаряются изотропно в системе движущегося осколка с максвелловским распределением по энергиям

$$W_n(E_n) \sim E_n^{1/2} e^{-E_n/T}, \quad (27)$$

то в лабораторной системе из-за наложения переносной скорости осколка энергетический спектр нейтронов, как показал Уотт<sup>294</sup>, будет иметь форму

$$W_n(E_n) \sim e^{-E_n/T} \operatorname{sh}(2\sqrt{E_n E_{nf}/T}). \quad (28)$$

Экспериментальные энергетические спектры мгновенных нейтронов спонтанного деления<sup>289</sup> ядер Cf<sup>252</sup> и деления ядер при облучении U<sup>233</sup>, U<sup>235</sup>, Pu<sup>239</sup> тепловыми нейтронами<sup>288, 290</sup> описываются выражением (28) путем подбора параметров  $E_{nf}$  и  $T$  при значениях  $E_{nf} < 0,75$  Мэв ( $E_{nf}$  — энергия нейтрона, имеющего скорость осколка (см. (26)). Комбинацией четырех уоттовских спектров можно добиться соглашения с экспериментальными энергетическими спектрами нейтронов при значениях  $E_{nf}$ , близких к экспериментальным<sup>277</sup>. Террелом<sup>277</sup> были вычислены энергетические спектры нейтронов в лабораторной системе с учетом распределения осколков по энергиям возбуждения в предположении, что в системе движущегося осколка спектр нейтронов испарительный,  $W_n(E_n) \sim E_n e^{-E_n/T}$ . Полученный суммарный спектр нейтронов в лабораторной системе, как найдено<sup>277</sup>, близок к максвелловскому экспериментально наблюдаемому распределению.

В последнее время были измерены энергетические спектры мгновенных нейтронов, испускаемых осколками фиксированной массы, при спонтанном делении<sup>283</sup> ядер Cf<sup>252</sup> и при делении ядер в случае облучения U<sup>233</sup> тепловыми нейтронами<sup>284</sup>.

Как было найдено в обоих случаях, средняя энергия нейтронов в с. ц. и. осколка близка для дополнительного легкого и тяжелого осколков с максимумом для осколков симметричного деления. Это свидетельствует о примерно одинаковых температурах дополнительных осколков, хотя, как мы видели ранее, число эмиттированных нейтронов, следовательно, и энергия возбуждения осколков существенным образом зависят от массы осколка. Возможное объяснение такой зависимости  $\bar{E}_n$  и  $\bar{\nu}$  от массы осколка заключается в предположении<sup>283</sup>, что теплоемкости осколков существенно различаются, в  $\sim 4$  раза, например, для осколков с массами 120 и 132, существенно меньше для околomagических осколков из-за их малой плотности уровней.

Угловая корреляция нейтронов с осколками. Если нейтроны деления испускаются движущимися осколками, то в угловом распределении нейтронов должна наблюдаться анизотропия относительно направления движения осколка. Так, в случае деления ядер при облучении U<sup>235</sup> тепловыми нейтронами отношение  $W_n(0^\circ) : W_n(90^\circ) : W_n(180^\circ) = 9 : 1 : 4$ <sup>297</sup>. Большинство нейтронов испускается из полностью ускоренных осколков за время, меньшее  $4 \cdot 10^{-14}$  сек<sup>295</sup>. Как пока-

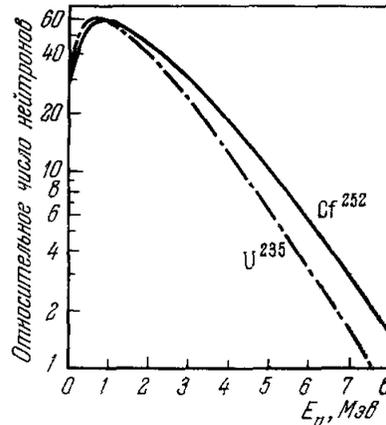


Рис. 27. Энергетическое распределение мгновенных нейтронов (на интервал 1 Мэв) спонтанного деления Cf<sup>252</sup><sup>289</sup> и деления U<sup>235</sup> тепловыми нейтронами<sup>288</sup>.

зали измерения энергии и числа нейтронов в зависимости от угла вылета нейтронов по отношению к осколку, экспериментальные величины совпадают с расчетными в предположении, что около 10—15% мгновенных нейтронов испускается не из движущихся осколков, а на некоторой более ранней стадии разделения осколков в случае спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  и деления  $\text{U}^{235}$  на тепловых нейтронах  $^{296-298}\text{a}$ .

## 9.2. Мгновенные гамма-кванты

Ввиду того, что время испускания мгновенных гамма-квантов меньше или порядка  $10^{-9}$  сек<sup>175, 299, 300</sup>, т. е. значительно больше времени для испускания нейтронов ( $\leq 4 \cdot 10^{-14}$  сек)<sup>295</sup>, можно ожидать, что испускание

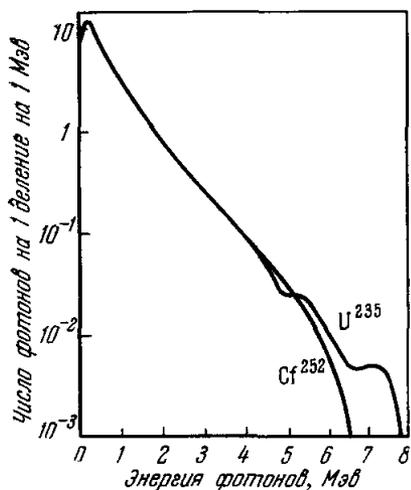


Рис. 28. Энергетический спектр мгновенных гамма-квантов спонтанного деления ядер  $\text{Cf}^{252}$ <sup>303</sup> и деления ядер при облучении  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами<sup>302</sup>.

гамма-квантов осколками деления будет происходить после испускания мгновенных нейтронов деления и, следовательно, выход гамма-квантов, их энергетический спектр должны слабо зависеть от первоначальной энергии возбуждения ядра. Действительно, было найдено<sup>301</sup>, что в пределах ошибок эксперимента средняя энергия гамма-квантов не изменяется при облучении  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией 2,8 и 14 Мэв.

Энергетический спектр. На рис. 28 представлен энергетический спектр гамма-квантов при делении ядер в случае облучения  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами и при спонтанном делении  $\text{Cf}^{252}$ . Спектры других делящихся ядер подобны. Как видно, спектр гамма-квантов резко обрывается вблизи энергии 7 Мэв, т. е. вблизи энергии связи нейтрона в осколке. Средняя энергия гамма-кванта около 1 Мэв, а так как при делении испускается 8—10 квантов,

то полная энергия, уносимая гамма-квантами, составляет около 8—9 Мэв на деление<sup>302-304</sup>. В области малых энергий спектра, 100—500 кэв, были обнаружены<sup>174, 175</sup> на фоне сплошного спектра отдельные линии, которые можно связать с *K*- и *L*-излучением атомной оболочки осколков.

Расчитанная средняя энергия, уносимая гамма-квантами (на деление) в предположении, что гамма-кванты испускаются осколками после испарения последнего энергетически возможного нейтрона, составляет 4—6 Мэв<sup>277, 306-308</sup>, в 1,5—2 раза меньше экспериментального значения 8—9 Мэв. Если, однако, ввести поправку  $\delta$  в зависимость плотности уровней осколка от его энергии возбуждения, учитывающую четно-нечетные различия осколков, то расчетное значение повышается до величины 7,66 Мэв<sup>307</sup>.

Зависимость выхода и энергии гамма-квантов от массы осколка. Милтон и Фрезер при изучении спонтанного деления  $^{246}\text{Cf}^{252}$  не обнаружили сильной зависимости средней энергии гамма-квантов от отношения масс осколков. В случае деления  $\text{U}^{235}$  на тепловых нейтронах было, однако, отмечено, что выход гамма-квантов<sup>305, 309</sup> и их энергия<sup>305, 310</sup> несколько повышаются при отношении масс осколков 1,2 в первом случае и для осколков с магическими числами

$N = 82$  и  $Z = 50$  во втором. В недавних измерениях с лучшим массовым разрешением были измерены эти величины для симметричного деления  $U^{236}$ ,  $^{311}$  и было найдено, что при симметричном делении освобождается больше гамма-квантов и уносимая ими энергия выше, чем в асимметричном делении, хотя средняя энергия одного гамма-кванта выше в области оболочечных осколков. Интересно, что зависимость выхода мгновенных гамма-квантов от массового числа осколка, как было найдено двумя различными методами при спонтанном делении  $^{300} Cf^{252}$  и при делении ядер в случае облучения  $U^{235}$  тепловыми нейтронами  $^{311}$ , имеет пилообразную форму, подобно мгновенным нейтронам.

**А н и з о т р о п и я.** Существенные сведения о процессе деления ядра в момент разрыва осколков были получены из изучения углового распределения гамма-квантов относительно направления разлета осколков. Как оказалось, при делении  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  тепловыми нейтронами  $^{312-316}$ , при спонтанном делении  $^{317} Cf^{252}$  в угловом распределении гамма-квантов имеется преимущественность вылета гамма-квантов в направлении разлета осколков. Эта анизотропия вылета гамма-квантов, 12—15%, может быть связана с появлением у осколков углового момента из-за неколлинеарного их разделения  $^{318}$ . Величина углового момента осколков, как можно оценить из значений анизотропии, составляет около  $7\hbar^{315}$ . Интересно отметить, что примерно такие же значения углового момента осколков получены из анализа выходов изомеров при делении ядер  $^{319}$ . Появление у осколков в момент после разделения значительного углового момента может объяснить и другие, помимо анизотропии, особенности испускания гамма-квантов осколками, такие, как высокую множественность гамма-квантов и малую среднюю энергию гамма-квантов  $^{300}$ . Возможно, что относительно высокое значение углового момента осколка приводит к конкуренции гамма-излучения с испусканием нейтронов, что может объяснить отмеченную выше разницу в расчетной и экспериментальной величине энергии, уносимой гамма-излучением осколка  $^{307, 320}$ . В свете этих представлений пилообразная зависимость выхода гамма-квантов в зависимости от массы осколка отражает зависимость величины первоначального спина осколка от его массы  $^{300}$ . Более жесткие осколки вблизи магических чисел имеют малую энергию возбуждения, малый спин и большую энергию гамма-кванта в сравнении с менее жесткими осколками, которые имеют большую энергию возбуждения и получают в момент разделения большой угловой момент, что объясняет высокую множественность испускания гамма-квантов этими осколками и малую энергию гамма-кванта.

### 9.3. Испускание заряженных частиц

**Длиннопробежные заряженные частицы.** При делении тяжелых ядер, вызванном медленными нейтронами \*)  $^{321-326}$ , и при спонтанном делении ядер  $^{327-332}$  в некоторых редких случаях, примерно в одном из 500 делений ядер при облучении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами, происходит испускание длиннопробежной альфа-частицы. Вероятность такого сложного деления увеличивается с ростом  $Z^2/A$  делящегося ядра. В еще более редких случаях  $^{324, 331, 333-336}$  происходит деление с вылетом других легких заряженных длиннопробежных частиц, от ядер водорода до ядер бериллия.

\*) В обзорной статье Н. А. Перфилова и др.  $^{321}$  приведен список работ, выполненных до 1960 г., посвященных изучению деления ядер с вылетом длиннопробежных заряженных частиц.

Наиболее полно изучены случаи деления ядер с испусканием длиннопробежной альфа-частицы. В энергетическом распределении альфа-частиц имеется максимум, в случае деления  $U^{235}$  тепловыми нейтронами — вблизи энергии 15—17  $Mэв$ <sup>321</sup>, а максимальная энергия альфа-частиц достигает 29  $Mэв$ . Угловое распределение длиннопробежных альфа-частиц не изотропно: наблюдается преимущественный их вылет под углом  $\sim 80^\circ$  к направлению движения легкого осколка<sup>321</sup>. Такой характер энергетического спектра и углового распределения альфа-частиц может быть объяснен кулоновским взаимодействием альфа-частицы с осколками деления в момент разделения с учетом начального импульса альфа-частиц в ядре, если она вылетает из шейки ядра в момент разрыва осколков<sup>337, 338</sup>, или из тяжелого осколка за время не больше  $10^{-19}$   $сек$  после разделения<sup>339</sup>.

Массовые распределения осколков при обычном двойном делении ядер  $U^{235}$  и при делении с вылетом длиннопробежной альфа-частицы подобны<sup>340</sup>: в обоих случаях они описываются двугорбой кривой. Детальное сравнение этих двух распределений приводит к выводу о сходстве зависимости выхода альфа-частиц и мгновенных нейтронов от массы осколка (пилообразная зависимость) в случае деления  $U^{235}$  тепловыми нейтронами<sup>341</sup>. Такая зависимость  $P_\alpha(A)$  свидетельствует об увеличении вероятности вылета альфа-частицы с увеличением деформации осколка<sup>341</sup>: вероятность вылета альфа-частиц минимальна из осколков с массой  $\sim 132$ , содержащих 82 нейтрона и 50 протонов, чья форма близка к сферической. О влиянии структуры ядра-осколка на вероятность вылета альфа-частицы и, в конечном счете, о влиянии величины деформации ядра свидетельствуют и результаты изучения угловой зависимости вылета альфа-частиц, полученные недавно Франкелем и Томпсоном<sup>342</sup>. Они нашли при спонтанном делении  $Sr^{252}$ , что наиболее вероятный угол вылета альфа-частицы относительно легкого осколка зависит от отношения масс осколков и увеличивается с ростом отношения масс осколков деления: для делений, близких к симметричным, точка вылета альфа-частицы близка к тяжелому осколку, влияние кулоновских сил тяжелого осколка велико, и альфа-частица отклоняется в сторону легкого осколка. С ростом отношения масс осколков точка вылета альфа-частицы и место разрыва осколков, если альфа-частица вылетает в месте разрыва, сдвигается, согласно полученным результатам, к легкому осколку.

Распределение кинетических энергий осколков двойного деления и деления с вылетом альфа-частицы также подобно<sup>340, 343-345</sup>. В обоих случаях наблюдается аномальный провал кинетической энергии осколков симметричного деления  $U^{235}$  тепловыми нейтронами<sup>340</sup>. Средняя кинетическая энергия осколков<sup>340, 343-345</sup>, среднее число мгновенных нейтронов<sup>346</sup> при делении с вылетом длиннопробежной альфа-частицы меньше соответствующих величин при обычном делении на два осколка.

Частота появления делений с вылетом альфа-частицы была измерена при облучении  $U^{233}$ ,  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ <sup>347, 348</sup> резонансными нейтронами. Лишь в нескольких измерениях<sup>348</sup> отмечалось некоторое изменение вероятности деления с вылетом альфа-частицы от резонанса к резонансу. При существенном увеличении энергии возбуждения делящегося ядра заметно некоторое изменение относительной частоты появления делений с вылетом альфа-частицы. Так, уменьшение вероятности такого сложного деления наблюдается уже при сравнении спонтанного деления ядер с делением ядер тепловыми нейтронами<sup>324</sup>. При облучении урана нейтронами с энергией 2,5—3,0  $Mэв$ <sup>349, 350</sup> и 14  $Mэв$ <sup>349</sup> на одно деление с вылетом альфа-частицы приходится 600, 780 и 1300 обычных двойных делений соответственно. Это уменьшение качественно можно объяснить снижением вероятности образования альфа-подструктур в области шейки ядра с ростом энергии

возбуждения<sup>338, 349, 352</sup>. Однако Драпчинским и др.<sup>351</sup> при делении  $U^{235}$  и  $U^{238}$  нейтронами с энергией 2 и 14  $Mэв$  не найдено изменения вероятности деления с вылетом альфа-частицы. Причина расхождения результатов пока не ясна. При дальнейшем возрастании энергии бомбардирующих частиц, как найдено<sup>352, 353</sup>, вероятность деления с вылетом альфа-частицы снова увеличивается.

Угловое распределение длиннопробежных альфа-частиц относительно пучка бомбардирующих частиц в случае облучения  $U^{238}$  протонами с энергией 17,5  $Mэв$  было найдено изотропным<sup>353</sup>. В то же время в измерениях Раманна и др.<sup>350, 354</sup> при облучении урана нейтронами с энергией 3 и 14  $Mэв$  был найден преимущественный вылет альфа-частиц под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  относительно пучка нейтронов в с. п. п. Для объяснения такого рода анизотропии авторы<sup>354</sup> предположили, что длиннопробежные альфа-частицы испаряются из шейки деформированного ядра в момент перед разделением. Очевидно, необходимы дальнейшие исследования деления ядер с вылетом длиннопробежной заряженной частицы для уточнения существования и получения новых экспериментальных данных, для установления механизма вылета таких частиц.

**Испарение заряженных частиц.** При достаточно высоких энергиях возбуждения делящихся ядер наряду с нейтронами могут испариться заряженные частицы, протоны, дейтоны, альфа-частицы и т. д. Возможность испускания заряженных частиц (и нейтронов) до деления ядра или после деления, из осколков, определяется отношением делительной ширины  $\Gamma_f$  к испарительной ширине  $\Gamma_{исп}$ ,  $\Gamma_f/\Gamma_{исп}$ , сведения о которых в области высоких энергий возбуждения весьма скудны.

Как было найдено<sup>132, 142, 151</sup> (см. рис. 14, б), при данной энергии бомбардирующего протона число заряженных частиц, испускаемых при делении ядер, увеличивается с уменьшением  $Z^2/A$  делящегося ядра. Если бы заряженные частицы были испущены ядром до деления, то это привело бы к дополнительному уменьшению вероятности деления ядер из-за уменьшения параметра делимости  $Z^2/A$ . Простое объяснение получает наблюдаемое возрастание числа испускаемых при делении заряженных частиц с уменьшением  $Z^2/A$  делящегося ядра, если предположить, что заряженные частицы, во крайней мере их часть, испускаются после деления ядра, из осколков. В этом случае увеличение числа заряженных частиц при делении с уменьшением  $Z^2/A$  ядра можно связать с наблюдаемым при этом увеличением средней энергии возбуждения делящихся ядер<sup>132, 142</sup> и, следовательно, осколков деления. Изменение массового распределения осколков деления в широкой области делящихся ядер при возрастании энергии бомбардирующих частиц свидетельствует также (см. раздел 5,2) о возрастании энергии возбуждения в момент деления ядер и, следовательно, о возрастании энергии возбуждения осколков деления.

#### 9.4. Бета-распад продуктов деления и запаздывающие нейтроны

Кинетическая энергия осколков деления, энергия излучения мгновенных нейтронов и гамма-квантов составляет так называемую мгновенную часть энергии, выделяющейся при делении. Нейтроноизбыточные продукты деления тяжелых ядер после испускания мгновенных нейтронов и гамма-квантов путем ряда  $\beta^-$ -переходов превращаются в стабильные изобары. В ряде редких случаев, когда в результате  $\beta^-$ -распада изобара образуется нуклид с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона, испускаются запаздывающие нейтроны. Энергия бета-распадов продуктов деления  $\sim 8 Mэв$  на деление, энергия антинейтрино

$\sim 11$   $Mэв$  и энергия гамма-излучения \*)  $\sim 6$   $Mэв$ , сопровождающих бета-распады, составляют запаздывающую часть энергии, выделяемой при делении. Гамма-излучение продуктов деления, наряду с нейтронами, является основной компонентой проникающей радиации ядерного реактора, и сведения о нем необходимы для конструирования защиты реактора. Подробное рассмотрение явления  $\beta^-$ -распадов и испускания запаздывающих гамма-квантов продуктов деления можно найти в работе Гриффина<sup>356</sup>.

Как уже указывалось, в тех редких случаях  $\beta^-$ -распада, когда образуется нуклид с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона, испускаются запаздывающие нейтроны. Период полураспада ядра, испускающего запаздывающие нейтроны, в точности равен периоду полураспада ядра-предшественника, испытавшего  $\beta^-$ -распад. К настоящему времени при делении тяжелых ядер обнаружено шесть групп эмиттеров запаздывающих нейтронов \*\*) с периодами полураспада около 55; 22; 6,0; 2; 0,5 и 0,2 сек. Малые значения периодов полураспада связаны с тем, что условия для испускания запаздывающего нейтрона осуществляются для сильно нейтроноизбыточных членов цепочки  $\beta^-$ -распадов с коротким временем жизни. Малые времена жизни родоначальников запаздывающих нейтронов затрудняют их химическое выделение. К настоящему времени химически идентифицированы родоначальники запаздывающих нейтронов<sup>359</sup>: для первой группы  $Bг^{87}$ , для второй —  $Bг^{88}$  и  $J^{137}$ , для третьей группы  $Bг^{89}$  и  $J^{138}$  и для четвертой группы —  $J^{139}$  и, возможно,  $Bг^{90}$ . Предсказанными родоначальниками запаздывающих нейтронов пятой и шестой групп могут быть еще более нейтроноизбыточные изотопы брома и иода, наряду с другими возможными вкладчиками<sup>358, 360</sup>.

Выходы запаздывающих нейтронов при делении ядер  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  тепловыми нейтронами, нейтронами спектра деления<sup>361</sup> и нейтронами с энергией 2,4 и 3,3  $Mэв$ <sup>362</sup> мало зависят от энергии бомбардирующих нейтронов. Однако при дальнейшем возрастании энергии бомбардирующих нейтронов до 14  $Mэв$  выходы запаздывающих нейтронов увеличиваются почти вдвое<sup>362-364</sup>. Изменение выхода запаздывающих нейтронов  $Y_{P_n}$  с ростом энергии возбуждения делящегося ядра определяется изменением выхода ядер  $Y$ , испускающих запаздывающие нейтроны, если вероятность испускания запаздывающих нейтронов данным нуклидом  $P_n$  не зависит от условий его возникновения, как ожидается<sup>360</sup>. Так как ядра-эмиттеры запаздывающих нейтронов находятся в области пиков двугорбого массового распределения осколков деления тяжелых ядер и так как выходы осколков в области пиков с ростом энергии мало изменяются, лишь слегка уменьшаясь, то можно было бы ожидать подобной зависимости выхода запаздывающих нейтронов от энергии, если бы данная группа запаздывающих нейтронов была обязана одному родоначальнику. «Экспериментальное значение» вероятности  $P_n$  может изменяться, если в данную группу запаздывающих нейтронов вносят вклад несколько неизвестных эмиттеров с близкими временами жизни, чей относительный вклад меняется с ростом энергии возбуждения ядра \*\*\*).

\*) За время, промежуточное между испусканием мгновенных гамма-квантов,  $< 10^{-9}$  сек, и испусканием  $\gamma$ -излучения после  $\beta$ -распадов,  $> 10^{-3}$  сек, испускаются  $\gamma$ -кванты, связанные с переходами из изомерных состояний ядер-продуктов деления<sup>355</sup>.

\*\*) Кишином<sup>357</sup> систематизированы данные о запаздывающих нейтронах при делении ядер от  $Th^{232}$  до  $Sr^{252}$ , полученные до 1956 г. Более поздние данные могут быть найдены в обзорной статье Амбеля<sup>358</sup>.

\*\*\*) Согласно предварительным результатам Германна и др.<sup>365</sup>, измеренные ими выходы запаздывающих нейтронов при делении  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  нейтронами с энергией 14  $Mэв$  в 2—3 раза ниже измеренных значений в более ранних работах<sup>362-364</sup> при той же энергии нейтронов и хорошо согласуются с расчетными. По поводу этого расхождения данных см. также дискуссию в<sup>19</sup>, т. 2, стр. 221.

Несмотря на относительно малый выход (меньше  $\sim 1\%$  выхода мгновенных нейтронов), запаздывающие нейтроны имеют решающее значение в регулировании реакторов: именно, благодаря наличию запаздывающих нейтронов любое случайное отклонение, увеличение числа нейтронов в активной зоне не приводит к прогрессирующему, не контролируемому их размножению. Эта фундаментальная роль запаздывающих нейтронов в контроле скорости цепной реакции деления была предсказана Зельдовичем и Харитоновым еще в 1940 г. <sup>3</sup>.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. O. Hahn, F. Strassman, *Naturwiss.* **27**, 11 (1939).
2. Г. Н. Флеров, К. А. Петржак, *ЖЭТФ* **10**, 1013 (1940).
3. Я. Б. Зельдович, Ю. Б. Харитон, *УФН* **23**, 329 (1940).
4. И. В. Курчатов, *УФН* **25**, 159 (1941).
5. К. А. Петржак, Г. Н. Флеров, *УФН* **73**, 655 (1961).
6. E. V. Sparberg, *Amer. J. Phys.* **32**, 2 (1964).
7. O. R. Frisch, *Nature* **143**, 276 (1939); F. Joliot, *Compt. Rend.* **208**, 341 (1939).
8. H. Halban, F. Joliot, L. Kowarski, *Nature* **143**, 470, 680 (1939); H. Anderson, E. Fermi, L. Szilard, *Phys. Rev.* **56**, 284 (1939); Л. И. Русинов, Г. Н. Флеров, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **4**, 310 (1940).
9. а) Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva, 1955); б) Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), М., Физматгиз, 1958.
10. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания отделения химических наук, М., Изд-во АН СССР, 1955.
11. Proc. Symposium on Phys. of Fission, held at Chalk River, Ontario, 14—18 May 1956 (Atomic Energy of Canada LTD, Chalk River, Ontario, 1956), CRP-642 A.
12. а) Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva, 1958); б) Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, М., Атомиздат, 1959.
13. а) Сб. «Физика деления атомных ядер», М., Атомиздат, 1957; б) сб. «Физика деления атомных ядер», под ред. Н. А. Перфилова, В. П. Эйсмонта, М., Госатомиздат, 1962.
14. I. Halpern, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **9**, 245 (1959) (см. перевод: И. Халперн, Деление ядер, М., Физматгиз, 1962).
15. A. Kraut, *Nukleonik* **2**, 105, 149 (1960) (см. перевод в сб. «Физика деления ядер» под ред. В. С. Ставицкого, М., Госатомиздат, 1963, стр. 7).
16. Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин, В. П. Шамов, *УФН* **70**, 3 (1960).
17. J. R. Huizenga, R. Vandenbosch, in «Nuclear Reactions», ed. by P. M. Endt, P. B. Smith, Amsterdam, 1962, vol. 2, стр. 42 (см. перевод в сб. «Ядерные реакции», М., Атомиздат, 1964, стр. 51).
18. E. K. Hyde, *The Nuclear Properties of the Heavy Elements. III. Fission Phenomena*, New Jersey, Prentice-Hall, 1964; L. Wilets, *Theories of nuclear fission*, Oxford, Clarendon Press, 1964.
19. Proc. of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission, held by the Intern. Atomic Energy Agency in Salzburg, 22—26 March 1965; Intern. Atomic Energy Agency, Vienna, 1965.
20. L. Meitner, O. R. Frisch, *Nature* **143**, 239 (1939).
21. N. Bohr, J. Wheeler, *Phys. Rev.* **56**, 426 (1939).
22. Я. И. Френкель, *ЖЭТФ* **9**, 641 (1939).
23. R. D. Present, F. Reines, J. K. Knipp, *Phys. Rev.* **70**, 557 (1946); S. Frankel, N. Metropolis, *Phys. Rev.* **72**, 914 (1947).
24. S. Cohen, W. J. Swiatecki, *Ann. of Phys.* **22**, 406 (1963); **19**, 67 (1962).
25. В. М. Струтинский и Н. Я. Лященко, Н. А. Попов, *ЖЭТФ* **43**, 584 (1962).
26. В. М. Струтинский, *ЖЭТФ* **45**, 1891, 1900 (1963).
27. D. L. Hill, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **89**, 1102 (1953); *УФН* **52**, 83 (1954).
28. J. A. Wheeler, in «Fast Neutron Physics», ed. by J. B. Marion, J. L. Fowler, Interscience Publishers, New York, 1963, part. 2, vol. 4, стр. 2051 (см. перевод в сб. «Успехи физики деления» под ред. Г. Н. Смиренкина, М., Атомиздат, 1965, стр. 7).
29. A. Bohr, см.<sup>2а</sup>, т. 2, стр. 151; в<sup>2б</sup>, т. 2, стр. 175.
30. J. Scheer, in Landolt — Börstein Tables, ed. by K. H. Hellwege, New Series, Group I, vol 1, Springer — Verlag, 1961; Б. С. Дзелянов, Л. К. Пекар,

- В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер ( $A \geq 100$ ), М., Изд-во АН СССР, 1963.
31. E. K. Hulet, R. W. Hoff, J. E. Evans, R. W. Loughheed, Phys. Rev. Letts **13**, 343 (1964).
  32. Е. Д. Дюнец, В. А. Щеголев, В. А. Ермаков. Атомная энергия **16**, 195 (1964).
  33. Г. Н. Флеров, Ю. И. Оганесян, Ю. В. Лобанов, В. И. Кузнецов, В. А. Друин, В. П. Перельгин, Г. А. Гаврилов, С. П. Третьякова, В. М. Платко, Атомная энергия **17**, 310 (1964).
  34. G. T. Seaborg, Phys. Rev. **85**, 157 (1952).
  35. J. R. Huizenga, Phys. Rev. **94**, 158 (1954).
  36. A. Ghiorso, см.<sup>9a</sup>, т. 7, стр. 15.
  37. W. Swiatecki, Phys. Rev. **100**, 937 (1955); **101**, 97 (1956).
  38. J. A. Wheeler, «Niels Bohr and the Development of Physics» N.Y. McGraw Hill Co., 1955, стр. 163 (см. перевод в сб. «Нильс Бор и развитие физики», М., ИЛ, 1958, стр. 214).
  39. J. O. Newton, Progr. Nucl. Phys. **4**, 234 (1955).
  40. S. Johansson, Nucl. Phys. **12**, 449 (1959); **22**, 529 (1961).
  41. P. Fong, Phys. Rev. **122**, 1545 (1961).
  42. J. J. Griffin, Phys. Rev. **132**, 2204 (1963).
  43. С. М. Поликанов, В. А. Друин, В. А. Карнаухов, В. Л. Михеев, А. А. Плева, П. К. Скобелев, В. Г. Субботин, Г. М. Тер-Акопьян, В. А. Фомичев, ЖЭТФ **42**, 1464 (1962).
  44. Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов, К. А. Гаврилов, В. Л. Михеев, В. П. Перельгин, А. А. Плева, ЖЭТФ **45**, 1396 (1963).
  45. G. N. Flerov, A. A. Pleva, S. M. Polikanov, E. Ivanov, N. Martalogu, D. Roenaru, N. Vilsov, см.<sup>19</sup>, т. 1, стр. 307.
  46. В. И. Кузнецов, Н. К. Скобелев, Г. Н. Флеров, препринт ОИЯИ, Дубна, P-2435, 1965.
  47. D. S. Brenner, L. Westgaard, S. Bjornholm, Nucl. Phys. **89**, 267 (1966).
  48. R. L. Henkel, in «Fast Neutron Physics» ed. by J. V. Marion, J. L. Fowler, New York, Interscience Publishers, 1963, т. 4, стр. 2001 (см. перевод в сб. «Физика быстрых нейтронов», т. 2, М., Атомиздат, 1966).
  49. Neutron Cross Sections, compiled by J. R. Stehn et al. BNL-325, Second Edition, Supplement № 2, vol. 3, 1965.
  50. C. W. Westcott, K. Ekberg, G. C. Hanna, N. J. Patten den, S. Sapatana, P. M. Attree, Atomic Energy Rev. (Vienna) **3**, 3 (1965).
  51. L. Katz, A. P. Baerg, F. Brown, см.<sup>12a</sup>, т. 15, стр. 188.
  52. J. A. Northrop, R. H. Stokes, K. Boyer, Phys. Rev. **115**, 1277 (1959).
  53. R. W. Lamphere, Phys. Rev. **104**, 1654 (1956).
  54. Л. П. Усачев, В. А. Павлинчук, Н. С. Работнов, ЖЭТФ **44**, 1950 (1963).
  55. В. М. Гохберг, Г. А. Отрощенко, В. А. Шигин, ДАН СССР **128**, 1157 (1959).
  56. В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренькин, Атомная энергия **9**, 16 (1960).
  57. P. Ruddick, P. H. White, J. Nucl. Energy, A, B **18**, 561 (1964); P. H. White, J. G. Hodgkinson, G. J. Wall; см.<sup>19</sup>, vol. 1, p. 219.
  58. M. De Vroey, A. T. G. Ferguson, N. Starfelt; см.<sup>19</sup>, vol. 1, p. 281.
  59. M. S. Moore, C. W. Reich, Phys. Rev. **118**, 718 (1960); E. Vogt, Phys. Rev. **118**, 724 (1960).
  60. И. В. Кирпичников, К. Г. Игнатьев, С. И. Сухоручкин, Атомная энергия **16**, 211 (1964).
  61. С. Е. Porter, R. G. Thomas, Phys. Rev. **104**, 483 (1956).
  62. И. В. Кирпичников, Атомная энергия (в печати).
  63. J. E. Lynn, Phys. Rev. Letts **13**, 412 (1964); см «Nuclear Structure Study with Neutrons», ed. by M. N. Mevergnies et al. (Amsterdam), 1966, стр. 125.
  64. R. Vandenbosch, J. R. Huizenga, см.<sup>12a</sup>, т. 15, стр. 284.
  65. В. М. Панкратов, Атомная энергия **14**, 177 (1963).
  66. Л. Е. Лазарева, Н. В. Никитина, см.<sup>13a</sup>, стр. 189.
  67. R. Vandenbosch, T. D. Thomas, S. E. Vandenbosch, R. A. Glass, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **111**, 1358 (1958).
  68. R. A. Glass, B. J. Carr, J. W. Cobble, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **104**, 434 (1956).
  69. J. Wing, W. J. Ramler, A. L. Harkness, J. R. Huizenga, Phys. Rev. **114**, 163 (1959).
  70. W. J. Ramler, J. Wing, D. J. Henderson, J. R. Huizenga, Phys. Rev. **114**, 154 (1959).
  71. G. L. Bate, J. R. Huizenga, Phys. Rev. **133**, B1471 (1964).

72. Г. И. Маров, Ю. А. Немилов, Ю. А. Селицкий, В. П. Эпсмонт, ЖЭТФ **44**, 1445 (1963).
73. P. C. Stevenson, H. G. Hicks, W. E. Nervik, D. R. Nathaway, Phys. Rev. **111**, 886 (1958).
74. R. A. Nobles, R. B. Leachman, Nucl. Phys. **5**, 211 (1958).
75. T. T. Sugihara, J. Roemer, J. W. Meadows, Phys. Rev. **121**, 1179 (1961).
76. A. W. Fairhall, Phys. Rev. **102**, 1335 (1956).
77. A. W. Fairhall, R. C. Jensen, E. F. Neuzil, см.<sup>12а</sup>, т. 15, стр. 452.
78. J. R. Huizenga, R. Chaudhry, R. Vandenbosch, Phys. Rev. **126**, 210 (1962).
79. D. S. Burnett, R. C. Gatti, F. Plasil, P. B. Price, W. J. Swiatecki, S. G. Thompson, Phys. Rev. **134**, B952 (1964).
80. E. L. Kelly, C. Wiegand, Phys. Rev. **73**, 1135 (1948).
81. В. И. Гольданский, В. С. Пенькина, Е. З. Тарумов, ЖЭТФ **29**, 778 (1955).
82. П. Steiner, J. A. Jungerman, Phys. Rev. **101**, 807 (1956).
83. И. С. Иванова, ЖЭТФ **31**, 413 (1956); В. А. Коньшин, Е. С. Матусевич, В. И. Рерушевский, Ядерная физика **2**, 682 (1965).
84. J. Jungerman, Phys. Rev. **79**, 632 (1950).
85. H. G. de Carvalho, G. Cortini, M. Muchnick, G. Potenza, R. Rinzivillo, W. O. Lock, Nuovo Cimento **27**, 468 (1963).
86. Н. А. Перфилов, ЖЭТФ **41**, 871 (1961).
87. R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1114 (1947).
88. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J. M. Miller, G. Friedlander, Phys. Rev. **110**, 185, 204 (1958).
89. M. Lindner, A. Turkevich, Phys. Rev. **119**, 1632 (1960).
90. B. D. Pate, A. M. Poskanzer, Phys. Rev. **123**, 647 (1961).
91. M. Lefort, G. Simonoff, X. Tarrago, J. Phys. Rad. **21**, 338 (1960).
92. I. Ostrovsky, Z. Fraenkel, P. Rabinowitz, см.<sup>12а</sup>, т. 15, стр. 301; Л. Kowalski, Ann. de Phys. **9**, 211 (1964).  
В. С. Барашенков, В. М. Мальцев, В. Д. Тонеев, Изв. АН СССР **30**, 337 (1966); Б. Н. Беляев, А. Н. Муриц, Атомная энергия **13**, 317 (1962).
93. С. М. Поликанов, В. А. Друин, ЖЭТФ **36**, 744 (1959).
94. V. E. Viola, T. Sikkeland, Phys. Rev. **128**, 767 (1962).
95. H. C. Britt, A. R. Quinton, Phys. Rev. **120**, 1768 (1960).
96. J. Gilmore, S. G. Thompson, I. Perlman, Phys. Rev. **128**, 2276 (1962).
97. T. Sikkeland, Phys. Rev. **135**, B669 (1964).
98. Н. И. Тарантин, ЖЭТФ **38**, 250 (1960).
99. Г. А. Пик-Пичак, ЖЭТФ **34**, 341 (1958).
100. J. R. Hiskes, препринт UCRL-9275 (1960).
101. S. Cohen, F. Plasil, W. J. Swiatecki, препринт UCRL-10775, 1963.
102. R. A. Schmitt, N. Sugarman, Phys. Rev. **95**, 1260 (1954).
103. Б. В. Минарик, В. А. Новиков, ЖЭТФ **32**, 241 (1957).
104. J. A. Jungerman, H. M. Steiner, Phys. Rev. **106**, 585 (1957).
105. H. G. de Carvalho, A. Celano, G. Cortini, R. Rinzivillo, G. Chigo, Nuovo Cimento **19**, 187 (1961); **32**, 293 (1964).
106. H. G. de Carvalho, G. Cortini, M. Muchnick, R. Rinzivillo, E. Sassi, Nucl. Phys. **53**, 345 (1964).
107. а) Н. А. Перфилов, см.<sup>12а</sup>, стр. 98; M. L. Muga, Phys. Rev. Letts **11**, 129 (1963); R. W. Stoenner, M. Hillman, Phys. Rev. **142**, 716 (1966).  
б) R. H. Gyer, J. W. Cobble, Phys. Rev. Letts **17**, 541 (1966); R. L. Fleischer et al. Phys. Rev. **143**, 943 (1966); Г. Н. Флеров и др., Препринт ОИЯИ, Дубна, Е7-2924 (1966).
108. W. E. Stein, Phys. Rev. **108**, 94 (1957); H. C. Britt, H. E. Wegner, S. L. Whetstone, Nucl. Instr. Meth. **24**, 13 (1963).
109. N. M. Rao, Diss. (Köln, 1962).
110. J. B. Laidler, F. Brown, J. Inorg. Nucl. Chem. **24**, 1485 (1962).
111. E. P. Steinberg, L. E. Glendenin, Phys. Rev. **95**, 431 (1954).
112. W. E. Nervik, Phys. Rev. **119**, 1685 (1960).
113. R. Brandt, S. G. Thompson, R. C. Gatti, L. Phillips, Phys. Rev. **131**, 2617 (1963).
114. См. коммюльцию данных, S. Katsoff, Nucleonics **18**, 201, № 11 (1960).
115. См. коммюльцию данных, М. П. Гречушкина, Таблицы состава продуктов мгновенного деления  $U^{235}$ , ( $^{233}$ ),  $Pu^{239}$ , М., Атомиздат, 1964; Ю. А. Зысина, А. А. Лбов, Л. И. Сельченко, Выходы продуктов деления и их распределение по массам, М., Госатомиздат, 1963.
116. H. Farrar et al., Canad. J. Phys. **40**, 943 (1962); **42**, 2063 (1964).

117. D. R. Bidinosti, D. E. Irish, R. H. Tomlinson, *Canad. J. Chem.* **39**, 628 (1961).
118. H. R. Fickel, R. H. Tomlinson, *Canad. J. Phys.* **37**, 916 (1958).
119. J. C. D. Milton, J. S. Fraser, *Canad. J. Phys.* **40**, 1625 (1962); см.<sup>19</sup>, vol. 2, p. 39.
120. H. W. Schmitt, J. H. Neiler, F. J. Walter, *Phys. Rev.* **141**, 1146 (1966).
121. J. S. Fraser, J. C. D. Milton, H. R. Bowman, S. C. Thompson, *Canad. J. Phys.* **41**, 2080 (1963).
122. W. M. Gibson, T. D. Thomas, G. L. Miller, *Phys. Rev. Letts* **7**, 65 (1961).
123. T. D. Thomas, W. M. Gibson, G. J. Safford, см.<sup>19</sup>, т. 1, стр. 467.
124. T. D. Thomas, R. Vandenbosch, *Phys. Rev.* **133**, B976 (1964).
125. L. T. Katz, T. M. Kavanagh, A. G. W. Cameron, E. C. Bailey, J. W. T. Spinks, *Phys. Rev.* **99**, 98 (1955).
126. R. B. Duffield, R. A. Schmitt, R. A. Sharp, см.<sup>12a</sup>, т. 15, стр. 202.
127. А. Н. Протопопов, Г. М. Толмачев, В. Н. Ушатский, Р. В. Венедиктов, И. Т. Крисюк, А. П. Родионова, Г. В. Яковлева, *Атомная энергия* **5**, 130 (1958).
128. J. P. Butler, B. J. Bowles, F. Brown; см.<sup>12a</sup>, т. 15, стр. 156.
129. F. Brown, M. P. Price, H. H. Willis, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **3**, 9 (1956).
130. Н. И. Гарантин, Ю. Б. Герлит, Л. И. Гусева, Б. Ф. Мясоедов, К. Ф. Филиппова, Г. Н. Флеров, *ЖЭТФ* **34**, 316 (1958).
131. И. Брандштеттер, И. Звара, Т. Зварова, В. Кноблох, М. Крживанек, Я. Малы, Су Хун-Гуй, *Радиохимия* **6**, 479 (1964).
132. Н. А. Перфилов, Н. С. Иванова, О. В. Ложкин, В. И. Остроумов, В. П. Шамоу; см.<sup>10</sup>, стр. 79.
133. А. И. Обухов, *ЖЭТФ*, **38**, 271 (1960).
134. D. S. Burnett, Thesis, UCRL-1106, 1963.
135. R. C. Jensen, A. W. Fairhall, *Phys. Rev.* **118**, 771 (1960).
136. E. F. Neuzil, A. W. Fairhall, *Phys. Rev.* **129**, 2705 (1963).
137. H. C. Britt, H. E. Wegner, J. Gursky, *Phys. Rev.* **129**, 2239 (1963).
138. R. H. Goeckerman, I. Perlman, *Phys. Rev.* **76**, 628 (1949).
139. А. Н. Мурын, Б. К. Преображенский, Н. Е. Титов, *Изв. АН СССР* **4**, 577 (1955).
140. А. К. Лаврухина, Л. Д. Красавина, *Атомная энергия* **2**, 27 (1957).
141. H. M. Blatt, *Phys. Rev.* **123**, 1356 (1961).
142. А. И. Обухов, Диссертация (1963); см. также Автореферат диссертации, Ленинград, «Наука» (1964).
143. R. C. Jensen, A. W. Fairhall, *Phys. Rev.* **109**, 942 (1958).
144. H. W. Schmitt, J. W. T. Dabbs, P. D. Miller; см.<sup>19</sup>, т. 1, стр. 517.
145. E. F. Neuzil, M. E. Phelps, F. Ross, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **27**, 1463 (1965).
146. а) С. Menninga, J. W. Cobble, *Phys. Rev.* (в печати); б) А. W. Герман, COO-347-16, Purdue Univ., 1964 (Dissert. Abstr. **26**, 2280 (1965)).
147. P. Kruger, N. Sugarman, *Phys. Rev.* **99**, 1459 (1955).
148. W. E. Nervik, G. T. Seaborg, *Phys. Rev.* **97**, 1092 (1955).
149. В. П. Шамоу, *ЖЭТФ*, **35**, 316 (1958).
150. А. К. Лаврухина, Л. Д. Красавина, А. А. Поздняков, *ДАН СССР* **149**, 56 (1958).
151. А. К. Лаврухина, Э. Е. Раковский, Су Хун-Гуй, С. Хойнацкий, *ДАН СССР* **137**, 826 (1961).
152. G. Friedlander, см.<sup>19</sup>, т. 2, стр. 265.
153. R. Wolfgang, E. W. Baker, A. A. Carreto, J. B. Cumming, G. Friedlander, J. Hudis, *Phys. Rev.* **103**, 394 (1956).
154. J. R. Grover, *Phys. Rev.* **126**, 1540 (1962).
155. D. R. Inglis, *Ann. Phys.* **5**, 106 (1958); D. L. Hill, см.<sup>12a</sup>, т. 15, стр. 244.
156. W. J. Swiatecki, *Phys. Rev.* **83**, 178 (1951).
157. J. R. Nix, Thesis, UCRL-11338, 1964; J. R. Nix, W. J. Swiatecki, *Nucl. Phys.* **71**, 1 (1965).
158. G. P. Ford, R. B. Leachman, *Phys. Rev.* **137**, B826 (1965).
159. F. Plasil, Thesis, UCRL-11193, 1963; F. Plasil, D. S. Burnett, H. C. Britt, S. G. Thompson, *Phys. Rev.* **142**, 696 (1966).
160. В. В. Владимировский, *ЖЭТФ* **32**, 822 (1955).
161. Los Alamos Radiochemistry Group, *Phys. Rev.* **107**, 325 (1957).
162. G. A. Cowan, B. P. Bayhurst, R. J. Prestwood, *Phys. Rev.* **130**, 2380 (1963).
163. R. B. Regier, W. H. Burgus, R. L. Tromp, *Phys. Rev.* **113**, 1589 (1955)

164. R. B. Regier, W. H. Burgus, R. L. Tromp, B. H. Sorensen, Phys. Rev. **119**, 2017 (1960); G. A. Cowan et al., Phys. Rev. **144**, 979 (1966).
165. M. G. Mayer, Phys. Rev. **74**, 235 (1948); L. Meitner, Nature **165**, 561 (1950).
166. H. Faissner, K. Wildermuth, Nucl. Phys. **58**, 177 (1964).
167. Б. Т. Гейлиман, Атомная энергия **6**, 290, 298 (1959).
168. R. Ramanna, R. Subramanian, R. N. Aiyer, Nucl. Phys. **67**, 529 (1965).
169. P. Fong, Phys. Rev. Letts. **11**, 375 (1963); Phys. Rev. **135**, 1338 (1964).
170. P. Fong, Phys. Rev. **102**, 434 (1956).
171. Т. Д. Ньютон, см.<sup>11</sup>, стр. 307.
172. A. G. W. Cameron, Rev. Mod. Phys. **30**, (1958); H. W. Newsom, Phys. Rev. **122**, 1224 (1961); W. Brunner, H. Paul, Ann. der Physik **8**, 146 (1961); E. Erba, U. Facchini, E. Saetta-Menichella, F. Tonolini, Phys. Letts **12**, 109 (1964); N. N. Abdelmalek, V. S. Stavinski, Nucl. Phys. **58**, 601 (1964).
173. А. С. Раррас, см.<sup>9а</sup>, т. 7, стр. 19.
174. В. В. Скляревский, Е. П. Степанов, Б. А. Медведев, Д. Е. Фоменко, ЖЭТФ **36**, 326 (1959); **32**, 256 (1957).
175. В. К. Войтовецкии, Б. А. Левин, Е. Б. Марченко, ЖЭТФ **32**, 263 (1957).
176. L. E. Glendenin, J. P. Unik, Phys. Rev. **140**, B1301 (1965).
177. S. S. Karoor, H. R. Bowman, S. G. Thompson, Phys. Rev. **140**, B1310 (1965).
178. P. Armbruster, D. Hovestadt, H. Meister, H. J. Specht, Nucl. Phys. **54**, 586 (1964); Z. Phys. **170**, 274 (1962).
179. Е. Конеску, Н. Оровер, Н. Gunther, H. Göbel, см.<sup>19</sup>, т. 1, стр. 401.
180. A. C. Wahl, R. L. Fergusson, D. R. Nethaway, D. E. Troutner, K. Wolfsberg, Phys. Rev. **126**, 1112 (1962); A. E. Norris, A. C. Wahl, Phys. Rev. **146**, 926 (1966).
181. А. С. Wahl, см.<sup>19</sup>, т. 1, стр. 317.
182. P. O. Strom, D. L. Love, A. E. Greendale, A. A. Delucchi, D. Sam, N. E. Ballow, Phys. Rev. **144**, 984 (1966).
183. Н. V. Weiss, N. E. Ballow, см.<sup>19</sup>, т. 1, стр. 423.
184. K. Wolfsberg, Phys. Rev. **137**, B929 (1965).
185. А. С. Wahl, Phys. Rev. **99**, 730 (1955).
186. А. Н. Аполлонова, И. Т. Крисюк, В. П. Ушатскии, Радиохимия **4**, 587, 711 (1962).
187. B. D. Pate, J. S. Foster, I. Yaffe, Canad. Chem. **36**, 1691, 1707 (1958).
188. J. H. Davies, I. Yaffe, Canad. J. Phys. **41**, 762 (1963).
189. L. J. Colby, J. W. Cobble, Phys. Rev. **121**, 1410 (1961); N. A. Wogman, J. A. Powers, J. W. Cobble, Phys. Rev. **152**, 1088 (1966).
190. D. R. Nethaway, H. B. Levy, Phys. Rev. **139**, B 1505 (1965).
191. А. С. Раррас, J. Alstad, J. Inorg. Nucl. Chem. **17**, 195 (1961); Hagebo, A. C. Rarрас, P. Aagaard, J. Inorg. Nucl. Chem. **26**, 1639 (1964).
192. G. Friedlander, L. Friedman, B. Gordon, I. Yaffe, Phys. Rev. **129**, 1809 (1963).
193. Н. А. Черфиллов, В. Ф. Даровских, Г. Ф. Денисенко, А. И. Обухов, ЖЭТФ **38**, 716 (1960).
194. J. Dostrovsky, R. Davis, A. M. Poskanzer, P. L. Reeder, Phys. Rev. **139**, B1513 (1965).
195. C. D. Coryell, M. Kaplan, R. D. Fink, Canad. J. Chem. **39**, 646 (1961).
196. F. L. Lismann, H. W. Brandhorst, J. W. Cobble, Phys. Rev. **140**, B863 (1965).
197. W. C. Dickinson, J. E. Broolley, Phys. Rev. **90**, 388 (1953).
198. E. J. Winhold, P. Demos, I. Halpern, Phys. Rev. **87**, 1138 (1952).
199. В. М. Струтинский, ЖЭТФ **30**, 606 (1956); Атомная энергия **2**, 508 (1958).
200. I. Halpern, V. M. Strutinski, см.<sup>121</sup>, т. 15, стр. 408.
201. J. J. Griffin, Phys. Rev. **116**, 107 (1959); **127**, 1248 (1962).
202. Т. Ericson, Adv. in Phys. **9**, 425 (1960); В. М. Струтинский, ЖЭТФ **40**, 1794 (1961).
203. A. P. Baerg, R. M. Bartolomev, F. Brown, L. Katz, S. B. Kowalski, Canad. J. Phys. **37**, 1418 (1959).
204. E. J. Winhold, I. Halpern, Phys. Rev. **103**, 990 (1956).
205. А. И. Базь, Н. М. Куликова, Л. Е. Лазарева, Н. В. Никитина, В. А. Семенов, см.<sup>126</sup>, т. 1, стр. 362.
206. H. G. de Carvalho, A. Manfredini, M. Muchnik, M. Severo, R. Bösch, W. Wollf, Nuovo Cimento **29**, 463 (1963); H. G. de Carvalho, A. G. de Silva, R. N. Alves, W. Wollf, см.<sup>19</sup>, т. 2, стр. 343.
207. В. Forkman, S. Johansson, Nucl. Phys. **20**, 136 (1960); E. Albertson, B. Forkman, Nucl. Phys. **70**, 209 (1965).

208. H. Faissner, F. Gonnenwein, Z. Phys. **153**, 257 (1958).
209. а) Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов, Л. Н. Усачев, С. П. Капица, Ю. М. Ципенюк, см. <sup>19</sup>, т. 1, стр. 135.  
б) N. S. Raботнов et al., Nucl. Phys. **77**, 92 (1966).
210. В. Г. Нестеров, Ю. А. Блюмкина, Л. А. Камаева, Г. Н. Смиренкин, Атомная Энергия **16**, 519 (1964); Ядерная физика **4**, 399 (1966).
211. J. R. Huizenga, J. P. Unik, B. D. Wilkins, Phys. Letts **12**, 243 (1964).
212. а) H. C. Britt, R. H. Stokes, W. R. Gibbs, J. J. Griffin, Phys. Rev. **139**, B354 (1965); б) V. M. Strutinski, Comp. Rend., Congr. Intern. Phys. Nucl., Paris, 1958, p. 617; V. M. Strutinski, V. A. Pavlinchuk, см. <sup>19</sup>, т. 1, стр. 127.
213. R. L. Henkel, J. E. Broolley, Phys. Rev. **103**, 1292 (1956).
214. J. E. Simmons, R. L. Henkel, Phys. Rev. **120**, 198 (1960).
215. R. W. Lamphere, Nucl. Phys. **38**, 561 (1962); см. <sup>19</sup>, т. 1, стр. 63.
216. П. Е. Воротников, С. М. Дубровина, В. А. Шигин, Г. А. Отрощенко, см. <sup>19</sup>, т. 1, стр. 157; Ядерная физика **5**, 295 (1967); **3**, 479 (1966).
217. R. Vandenbosch, J. P. Unik, J. R. Huizenga, см. <sup>19</sup>, т. 1, стр. 547.
218. В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко, Атомная энергия **10**, 620 (1961); Ядерная физика **4**, 995 (1966).
219. J. E. Simmons, R. B. Perkins, R. L. Henkel, Phys. Rev. **137**, B809 (1965).
220. L. Blumberg, R. V. Leachman, Phys. Rev. **116**, 102 (1959).
221. R. V. Leachman, E. E. Sanman, Ann. of Phys. **18**, 274 (1962).
222. В. М. Струтинский, ЖЭТФ **40**, 933 (1961).
223. R. V. Leachman, L. Blumberg, Phys. Rev. **137**, B814 (1965).
224. R. Vandenbosch, H. Warhanek, J. R. Huizenga, Phys. Rev. **124**, 846 (1961).
225. G. T. Coffin, I. Halpern, Phys. Rev. **112**, 536 (1958).
226. G. L. Bate, R. Chaudhry, J. R. Huizenga, Phys. Rev. **131**, 722 (1963).
227. V. E. Viola, T. D. Thomas, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **129**, 2710 (1963).
228. R. Chaudhry, R. Vandenbosch, J. R. Huizenga, Phys. Rev. **126**, 220 (1962).
229. А. Н. Протопопов, И. А. Баранов, В. П. Эйсмонт, Атомная энергия **6**, 644 (1959).
230. В. М. Струтинский, Ядерная физика **1**, 821 (1965).
231. R. F. Reising, G. L. Bate, J. R. Huizenga, Phys. Rev. **141**, 1161, 1966.
232. V. L. Cohen, V. L. Ferrell-Bryan, D. J. Coombe, M. K. Hullings, Phys. Rev. **98**, 685 (1955).
233. J. W. Meadows, Phys. Rev. **110**, 1108 (1958).
234. V. E. Viola, J. M. Alexander, A. R. Trips, Phys. Rev. **138**, B1434 (1965).
235. И. А. Баранов, А. Н. Протопопов, В. П. Эйсмонт, ЖЭТФ **41**, 1003 (1961).
236. J. H. Manley, Nucl. Phys. **33**, 70 (1962).
237. Б. Д. Кузьминов, А. И. Сергачев, см. <sup>19</sup>, т. 1, стр. 611.
238. S. S. Karoor, D. M. Nadkarni, R. Ramanna, P. N. Rama Rao, Phys. Rev. **137**, B511 (1965).
239. K. F. Flynn, L. E. Glendenin, J. R. Huizenga, Nucl. Phys. **58**, 321 (1964).
240. В. А. Друин, Ю. В. Лобанов, С. М. Поликанов, ЖЭТФ **37**, 38 (1959).
241. А. И. Обухов, Н. А. Перфилов, ЖЭТФ **40**, 1250 (1961).
242. H. G. de Carvalho, G. Potenza, R. Rinzivillo, E. Sassi, G. Vanderhaege, Nuovo Cimento **25**, 880 (1962).
243. R. L. Wolke, J. R. Gutman, Phys. Rev. **107**, 850 (1957).
244. N. T. Rogile, N. Sugarman, Phys. Rev. **107**, 1410 (1957).
245. В. И. Остроумов, ДАН СССР **103**, 409 (1955); О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, В. П. Шапов, ЖЭТФ **29**, 292 (1955);  
H. Faissner, H. Schneider, Nucl. Phys. **19**, 346 (1960).
246. J. C. D. Milton, J. S. Fraser, см. <sup>12a</sup>, т. 15, стр. 216.
247. S. L. Whetstone, Phys. Rev. **131**, 1232 (1963).
248. D. C. Brunton, W. B. Thompson, Canad. J. Res. **A28**, 498 (1950); D. C. Brunton, G. C. Hanna, Canad. J. Res. **A28**, 490 (1950); W. Stein, Phys. Rev. **108**, 94 (1957).
249. В. Апалин, Ю. Грицюк, И. Кутиков, В. Лебедев, Л. Микаэлян, Ядерная физика **1**, 816 (1965).
250. П. П. Дьяченко, Б. Д. Кузьминов, В. И. Смирнов, В. Л. Чернухин, С. И. Чубаров, Ядерная физика **2**, 92 (1965); **4**, 325 (1966).
251. S. Katscoff, J. A. Miskel, C. W. Stanley, Phys. Rev. **74**, 631 (1948).
252. J. B. Niday, Phys. Rev. **121**, 1471 (1961).

253. N. K. Agar, M. P. Menon, G. E. Gordon, Nucl. Phys. **69**, 337 (1965).
254. А. Н. Протопопов, И. А. Баранов, Ю. А. Селицкий, В. П. Эйсмонт, ЖЭТФ **36**, 1932 (1959); **38**, 384 (1960).
255. С. С. Коваленко, К. А. Петржак, В. М. Адамов, Атомная энергия **13**, 474 (1962); **15**, 320 (1963).
256. А. П. Комар, Б. А. Бочагов, В. И. Фадеев, ДАН СССР **152**, 858 (1963).
257. J. M. Alexander, M. F. Gasdik, A. R. Trips, S. Wasil, Phys. Rev. **129**, 2659 (1963).
258. Ю. А. Немцов, В. В. Павлов, Ю. А. Селицкий, С. М. Соловьев, В. П. Эйсмонт, Ядерная физика **1**, 633 (1965); Ю. А. Селицкий и др., Ядерная физика **3**, 65 (1966).
259. а) S. L. Whetstone, Phys. Rev. **133**, B613 (1964); б) H. C. Britt, S. L. Whetstone, Phys. Rev. **133**, B603 (1964).
260. J. P. Unik, J. R. Huizenga, Phys. Rev. **134**, B90 (1964).
261. M. Seki, A. Katase, M. Sonoda, A. Yoshimura, Ts. Akiyoshi, S. Yamawaki, Phys. Letts **8**, 263 (1964); J. Phys. Soc. Japan **20**, 190 (1965).
262. Б. А. Бочагов, С. С. Васильев, Г. Г. Семенчук, Г. Е. Солякин, Ядерная физика **1**, 461 (1965).
263. Ю. А. Селицкий, В. П. Эйсмонт, ЖЭТФ **43**, 1005 (1962).
264. W. Brunnner, H. Paul, Ann. der Physik **8**, 146 (1961).
265. R. Vandenbosch, Nucl. Phys. **46**, 129 (1963).
266. A. Smith, P. Fields, A. Friedman, S. Cox, R. S. Sjoblom, см. <sup>12а</sup>, т. 15, стр. 392; A. J. Deruytter, M. N. Mevergnies, Comp. Rend., Congr. Intern. de Phys. Nucl. (Paris, 1964), т. 2, стр. 1111.
267. M. S. Moore, L. G. Miller, см. <sup>19</sup>, т. 1, стр. 87.
268. Yu. A. Blumkina, I. I. Bondarenko, V. F. Kuznetsov, V. G. Nestеров, V. N. Okolovitch, G. N. Smirenkin, L. N. Usachev, Nucl. Phys. **52**, 648 (1964); Атомная энергия **15**, 64 (1963).
269. В. П. Околович, Г. Н. Смиреники, И. И. Бондаренко, Атомная энергия **16**, 521 (1964); **12**, 461 (1962).
270. И. А. Баранов, А. Н. Протопопов, В. П. Эйсмонт, Атомная энергия **12**, 150 (1962).
271. J. Jungerman, S. C. Wright, Phys. Rev. **76**, 1112 (1949).
272. E. M. Douthett, D. H. Templeton, Phys. Rev. **94**, 128 (1954).
273. R. Vandenbosch, J. R. Huizenga, Phys. Rev. **127**, 212 (1962).
274. V. E. Viola, T. Sikkeland, Phys. Rev. **130**, 2044 (1963).
275. В. И. Большов, Л. И. Прохорова, В. П. Околович, Г. Н. Смиреники, Атомная энергия **17**, 28 (1964).
276. Б. А. Бочагов, А. П. Комар, Г. Е. Солякин, В. И. Фадеев, Атомная энергия **11**, 540 (1961); ЖЭТФ **38**, 1374 (1960).
277. J. Terrell, Phys. Rev. **113**, 527 (1959).
278. J. C. Hopkins, B. C. Diven, Nucl. Phys. **48**, 433 (1963).
279. D. S. Mather, P. Fieldhouse, A. Moat, Phys. Rev. **133**, B1403 (1964).
280. J. Asplund-Nilsson, H. Condé, N. Starfelt, Nucl. Sci. and Eng. **15**, 213 (1963).
281. H. Conde, M. Holmberg, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 57.
282. S. L. Whetstone, Phys. Rev. **114**, 581 (1959).
283. H. R. Bowman, S. G. Thompson, J. C. D. Milton, W. J. Swiatecki, Phys. Rev. **126**, 2120 (1962); **129**, 2133 (1963).
284. J. S. Fraser, J. C. D. Milton, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 39.
285. В. Ф. Аналин, Ю. Н. Грицюк, И. Е. Кутиков, В. И. Лебедев, Л. А. Микаэлян, Атомная энергия **8**, 15 (1960); Ядерная физика **1**, 639 (1965).
286. J. Terrell, Phys. Rev. **127**, 880 (1962).
287. J. Terrell, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 3.
288. L. Granberg, G. Frye, N. Nereson, L. Rosen, Phys. Rev. **103**, 662 (1956).
289. A. B. Smith, P. R. Fields, J. H. Roberts, Phys. Rev. **108**, 411 (1957).
290. В. П. Ковалев, ЖЭТФ **34**, 501 (1958).
291. Ю. С. Замятнин, см. <sup>136</sup>, стр. 98.
292. T. W. Volner, Nucl. Phys. **23**, 116 (1961).
293. A. B. Smith, R. K. Sjoblom, J. H. Roberts, Phys. Rev. **123**, 2140 (1961).
294. В. Е. Watt, Phys. Rev. **87**, 1037 (1952).
295. J. S. Fraser, Phys. Rev. **88**, 536 (1952).
296. S. S. Kapoor, R. Ramanna, P. N. Rama Rao, Phys. Rev. **131**, 283 (1963).
297. K. Skarsvag, K. Bergheim, Nucl. Phys. **45**, 72 (1963).
298. а) М. В. Блинов, Н. М. Казаринов, А. Н. Протопопов, ЖЭТФ **46**, 1139 (1964); б) М. В. Блинов, В. П. Эйсмонт, ЖЭТФ **42**, 180 (1962).

- 299 Г. В. Вальский, Д. М. Каминкер, Г. А. Пегров, Л. А. Попек, Атомная энергия **18**, 223 (1965).
- 300 S. Johansson, Nucl. Phys. **60**, 378 (1964)
- 301 А. И. Протопопов, Б. М. Ширяев, ЖЭТФ **34**, 331 (1958), **36**, 954 (1959).
- 302 F. C. Maierlechner, R. W. Peele, W. Zobel, T. A. Love, см. <sup>121</sup>, т. 15, стр. 366
- 303 A. Smith, P. Fields, A. Friedman, S. Cox, R. Sjoblom, см. <sup>12a</sup>, т. 15, стр. 392
304. H. R. Bowman, S. G. Thompson, см. <sup>121</sup>, т. 15, стр. 212
305. F. E. W. Rau, Ann. der Phys. **10**, 252 (1963)
- 306 R. B. Leachman, см. <sup>12a</sup>, т. 15, стр. 331.
- 307 G. E. Gordon, N. K. Agar, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 73
308. В. П. Зоммер, А. Е. Савельев, А. И. Прокофьев, Атомная энергия **19**, 116 (1965).
- 309 H. R. Bowman, S. G. Thompson, J. O. Rasmussen, Phys. Rev. Letts **12**, 195 (1964).
310. E. L. Cooperman, R. R. Roy, Phys. Rev. **132**, 371 (1963).
- 311 H. Maier-Leibnitz, H. W. Schmitt, P. Armbruster, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 143
312. М. В. Блинов, Н. М. Казаринов, А. Н. Протопопов, Б. М. Ширяев, ЖЭТФ **43**, 1644 (1962), Атомная энергия **16**, 1159 (1963)
- 313 S. Desi, G. Grafi, A. Lajtoi, L. Nagi, Phys. Letts **3**, 343 (1963), см. <sup>19</sup> т. 2, стр. 163
314. S. S. Karoor, R. Ramanna, Phys. Rev. **133**, B598 (1964).
315. M. M. Hoffman, Phys. Rev. **133**, B714 (1964).
316. Г. А. Петров, Ядерная физика **1**, 476 (1965).
317. K. Skarvag, I. Singstad, Nucl. Phys. **62**, 103 (1965)
318. В. М. Струтинский, ЖЭТФ **37**, 861 (1959)
319. H. Warhanek, R. Vandenbosch, J. Inorg. Nucl. Chem. **26**, 669 (1964)
- 320 D. Spreiter, Bull. Amer. Phys. Soc. **10**, 13, 497 (1965)
- 321 Н. А. Перфилов, Ю. Ф. Романов, З. И. Соловьева, УФН **71**, 471 (1960).
- 322 Т. А. Мостовая, Атомная энергия **10**, 372 (1961)
- 323 J. Cataba, V. Domingo, J. Casanova, Nuovo Cimento **19**, 923 (1961).
- 324 R. A. Nobles, Phys. Rev. **126**, 1508 (1962).
- 325 R. Mentze, O. Hladik, Kernenergie **5**, 158 (1962).
- 326 В. Н. Дмитриев, Л. В. Драпчинский, К. А. Петржак, Ю. Ф. Романов, Атомная энергия **14**, 574 (1963).
327. Т. А. Мостовая, см. <sup>96</sup>, т. 2, стр. 256.
328. J. Titterton, T. A. Brinkly, Nature **181**, 228 (1960)
- 329 Н. А. Перфилов, З. И. Соловьева, Р. А. Филов, Г. И. Хлебников, ДАН СССР **136**, 581 (1961), ЖЭТФ **44**, 1832 (1963)
330. M. L. Muga, H. R. Bowman, S. G. Thompson, Phys. Rev. **121**, 270 (1961)
331. J. C. Watson, Phys. Rev. **121**, 230 (1961).
- 332 Л. Э. Малкин, И. Д. Алхазов, А. С. Кривошачский, К. А. Петржак, Л. М. Белов, Атомная энергия **16**, 148 (1964)
- 333 E. J. Albenius, R. S. Ondreyon, Nucleonics **18** (9), 100 (1960)
334. E. N. Sloth, D. L. Hogrocks, E. J. Boyce, M. H. Studier, J. Inorg. Nucl. Chem. **24**, 339 (1962), D. L. Hogrocks, Phys. Rev. **134**, B1219 (1964)
335. В. Н. Андреев, С. М. Сиротини, ЖЭТФ **46**, 1179 (1964).
- 336 S. I. Whetstone, T. D. Thomas, Phys. Rev. Letts **15**, 298 (1965), S. W. Cooper et al, препринт UCRI-17127 (1966), M. Sowinski et al, Report of Institut of Nuclear Research, Warsaw, N 765 IA PL (1966).
- 337 Б. Т. Генлиман, Г. И. Хлебников, Атомная энергия **18**, 218 (1965).
- 338 I. Halpern, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 369.
- 339 N. Feaser, Proc. Roy. Soc. Edinburg **66**, 192, part 3, 1962—1963, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 386
340. H. W. Schmitt, J. H. Neiler, F. J. Walter, A. Chetham-Strode, Phys. Rev. Letts **9**, 427 (1962)
341. H. W. Schmitt, N. Fether, Phys. Rev. **134**, B565 (1964).
- 342 Z. Fraenkel, S. G. Thompson, Phys. Rev. Letts **13**, 438 (1964)
343. В. И. Мостовой, Т. А. Мостовая, М. Савинский, Ю. С. Салтыков, Атомная энергия **7**, 372 (1959)
344. В. Н. Дмитриев, К. А. Петржак, Ю. Ф. Романов, Атомная энергия **15** б (1963).
345. I. G. Schroder, J. A. Moore, A. J. Dequyter, J. Phys. **24**, 900 (1963)
346. В. Ф. Авилин, Ю. П. Добрынин, В. П. Захарова, И. Е. Кутиков, Л. А. Микаэлян, Атомная энергия **7**, 375 (1959), В. Н. Нефедов и др., Атомная энергия **20**, 342 (1966)

347. А. А. Панов, ЖЭТФ **43**, 847 (1962); Т. А. Мостовая, В. И. Мостовой, Г. В. Яковлев, Атомная энергия **16**, 3 (1964); И. Квитек, Ю. П. Понов, Ю. В. Рябов, Ядерная физика **2**, 677 (1965); I. G. Schröder, A. J. Deruytter, J. A. Moore, Phys. Rev. **137**, B519 (1965).
348. A. Michaudon, A. Lottin, D. Pauc, J. Trochon, Nucl. Phys. **69**, 573 (1965); E. Melkonian, G. K. Mehta, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 355.
349. Н. А. Перфилов, З. И. Соловьева, Р. А. Филлов, Атомная энергия **5**, 175 (1958); **14**, 575 (1963).
350. V. A. Hattangadi, T. Methasiri, D. M. Nadkarni, R. Ramanna, P. N. Rama Rao, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 397.
351. Л. В. Драпчинский и др., Атомная энергия **16**, 144 (1964).
352. J. A. Coleman, A. W. Fairhall, I. Halpern, Phys. Rev. **133**, B724 (1964).
353. R. A. Atneosen, T. D. Thomas, G. T. Garvey, Phys. Rev. **139**, B307 (1965).
354. R. Ramanna, K. G. Nair, S. S. Karoor, Phys. Rev. **129**, 1351 (1963).
355. R. B. Walton, R. E. Sund, E. Haddad, I. C. Young, Phys. Rev. **134**, B824 (1964).
356. J. J. Griffin, Phys. Rev. **134**, B817 (1964).
357. G. R. Keppin, Progr. Nucl. Energy **1**, 191 (1956).
358. S. Amiel, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 171.
359. G. J. Perlow, A. F. Stehney, Phys. Rev. **107**, 113 (1959).
360. G. R. Keppin, Phys. Rev. **106**, 1359 (1957).
361. G. R. Keppin, T. F. Wilmott, R. R. Ziegler, Phys. Rev. **107**, 1044 (1957); **106**, 1359 (1957).
362. K. Sun, R. Charpie, F. Resjak, B. Jennings, J. Neschaj, A. Allen, Phys. Rev. **79**, 3 (1950).
363. Б. П. Максютенко, Атомная энергия **7**, 474 (1959); **15**, 157 (1963).
364. П. М. Арои, О. И. Косточкин, К. А. Петржак, В. И. Шпаков, Атомная энергия **16**, 368 (1964); Радиохимия **2**, 96 (1965).
365. G. Hermann, J. Fiedler, G. Benedict, W. Eckhardt, G. Luthardt, P. Patzelt, H. D. Schussler, см. <sup>19</sup>, т. 2, стр. 197.
-