

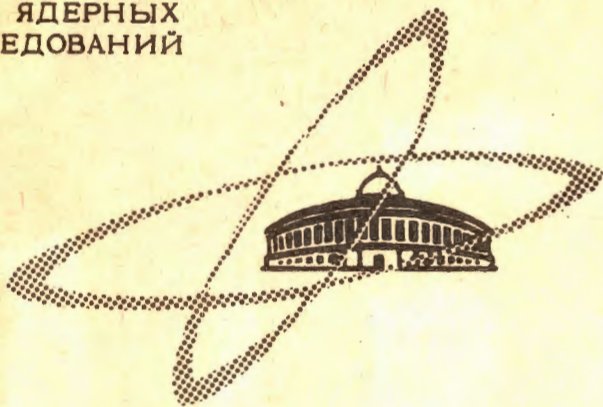
№ 341.38 + с 343е ЯФ, 1967, т. 6, в. 2, с. 306-31

М-898

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7 - 3103



Ю.А. Музыка, Ю.Ц. Оганесян, Б.И. Пустыльник,
Г.Н. Флеров

О МЕХАНИЗМЕ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР
НА ТРИ ОСКОЛКА
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1967.

P7 - 3103

Ю.А. Музыка, Ю.Ц. Оганесян, Б.И. Пустыльник,
Г.Н. Флеров

О МЕХАНИЗМЕ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР
НА ТРИ ОСКОЛКА
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в ЯФ

4780 / 28
1 / 0874



Деление тяжелого ядра на три осколка примерно равной массы является, по-видимому, одним из интересных и важных аспектов физики деления ядер. Из-за сложности процесса это явление до настоящего времени мало изучено. Некоторые замечания о возможности такого типа деления сделаны в работе Святецкого^{/1/}, где предсказано, что сечение тройного деления должно существенно возрастать с увеличением Z^2/A . В модели жидкой капли Струтинский^{/2/} исследовал равновесные формы ядра, приводящие к делению, и показал, что наряду с обычными конфигурациями с одной шейкой, имеются более сложные, с двумя шейками, которые, в принципе, могут приводить к тройному делению. Однако фигуры безусловного равновесия для случая двух шеек получаются при значительно более высоких энергиях, что приведет к очень малым сечениям тройного деления.

Экспериментальные попытки обнаружения тройного деления при облучении урана тепловыми нейтронами не дали результата^{/3/}. Очевидно, что для поисков тройного деления следует продвинуться в сторону существенно больших значений Z^2/A . Единственную возможность для этой цели представляют в настоящее время реакции с использованием ускоренных тяжелых ионов. Первые опыты по делению U^{238} ионами аргона с энергией 10 Мэв/нуклон показали, что сечение деления на три осколка составляет более 3% от сечения двойного деления^{/11/}. Однако при облучении тяжелыми ионами возможны два различных механизма, приводящих к тому, что первоначальное сильно возбужденное составное ядро разделится на три осколка. Один из них есть "истинное" тройное деление, когда при деформации исходного ядра образуется конфигурация с двумя шейками и ядро делится на три осколка за время порядка 10^{-21} сек. Второй механизм состоит в следующем. В результате обычного двойного деления исходного ядра могут образовываться тяжелые осколки с достаточно большими значениями Z^2/A . Если

энергия возбуждения такого осколка будет больше его барьера деления, то через некоторое время он в свою очередь может разделиться на два. В результате этого первоначальное составное ядро окажется разделившимся на три осколка. При этом следует подчеркнуть, что при делении исходного ядра и при делении тяжелого осколка мы имеем дело с обычным двойным делением при больших энергиях возбуждения. Такой процесс будем называть "каскадным" делением. Схематически он изображен на рис. 1. В этой работе делается попытка количественного описания каскадного деления. Для ядра с энергией возбуждения вероятность каскадного деления может быть представлена в виде:

$$P_{3f} = \sum_{A=A_{\min}}^{A_{\max}} P_E(A) W_f^E(A), \quad (1)$$

где $P_E(A)$ - относительный выход тяжелого осколка с массой A при данной энергии возбуждения составного ядра. $W_f^E(A)$ - вероятность деления тяжелого осколка с массой A и энергией возбуждения E .

Из экспериментальных данных по делению под действием тяжелых ионов известно, что распределение осколков по массам имеет вид симметричных кривых, причем их форма хорошо аппроксимируется гауссовским распределением:

$$P(A) = \frac{1}{(\pi\sigma^2)^{1/2}} \exp\left[-\frac{\left(A - \frac{A_c}{2}\right)^2}{\sigma^2}\right], \quad (2)$$

где A_c - масса составного ядра, A - масса осколка, σ^2 - определяет ширину массового распределения и является функцией энергии возбуждения и Z^2/A . Известно^{/4/}, что σ^2 линейно зависит от температуры:

$$\sigma^2 = bT.$$

Из анализа экспериментальных данных^{/5,6/} была получена зависимость коэффициента b от Z^2/A . Оказалось, что при $x > 0,7$ он линейно возрастает с ростом Z^2/A . На рис. 2 сравниваются рассчитанные массовые распределения с экспериментальными для реакций $Au^{197}(C^{12}, f)$ и $U^{238}(Ne^{22}, f)$ ^{x/6,7/}. Сплошными линиями показаны результаты расчета, кружками - экспериментальные данные. Видно хорошее согласие расчетных кривых с экспериментальными.

Аналогично рассчитывалось массовое распределение для реакции $U^{238}(Ar^{40}, f)$. Выходы масс в интервале ($170 \leq A \leq 220$) как функции энергии возбуждения приводятся на рис. 3.

x) В работах^{/6,7/} использовались толстые мишени, поэтому при обработке учитывалось, что приведенные кривые являются суммой массовых распределений для различных энергий делящихся ядер.

Для нахождения сечения каскадного деления необходимо также знать вероятность деления тяжелых осколков. Она зависит от конкуренции деления (5) с испарением нейтронов. Деление осколка может происходить и после испускания одного-двух нейтронов, и так как вероятность деления после испарения нейтрона резко уменьшается, то в расчетах можно ограничиться учетом трех ступеней испарительного каскада нейтронов и вероятность деления осколка принять равной

$$W_f = \sum_{i=0}^2 \frac{\Gamma_{fi}}{\Gamma_{fi} + \Gamma_{ni}} \prod_{k=0}^i \frac{\Gamma_{nk}}{\Gamma_{nk} + \Gamma_{fk}} \quad (3)$$

Нейтронные и делительные ширины определялись из выражений^{/8/}

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3} (E - B_n)}{a_n \pi k_0 \exp[2(a_n E)^{1/2}]} \exp[2a_n^{1/2} (E - B_n)^{1/2}] \quad (4)$$

$$\Gamma_f = \frac{a_f^{1/2} (E - E_f)^{1/2} - 1}{4 a_f \pi \exp[2(a_n E)^{1/2}]} \exp[2a_f^{1/2} (E - E_f)^{1/2}] ,$$

где $k_0^2 = \frac{h^2}{2m^*r_0^2}$, a_n и a_f - параметры плотности уровней. Расчеты проводились при следующих предположениях. Тепловая энергия исходного ядра распределяется между осколками пропорционально их массам. Заряды осколков также предполагаются пропорциональными их массам. Это предположение оправдано в данном случае тем, что в сечении каскадного деления вносит вклад широкий интервал масс тяжелых осколков.

Массы ядер, барьеры деления и энергии связи нейтронов брались из таблиц Святецкого^{/9/}. Параметры плотности a_n и a_f подбирались из условия совпадения расчетных кривых $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ как функций энергии возбуждения с экспериментальными^{/10/} для ядер в интересующей нас области масс. На рис. 4 сплошные кривые - результаты расчета, точки - экспериментальные данные. Видно довольно хорошее согласие. Найденные таким способом a_n и a_f оказались равными соответственно $\frac{A_1}{9.8}$ и $\frac{A_1}{8}$ Мэв⁻¹. Используя эти значения a_n и a_f , можно рассчитать вероятности деления различных тяжелых осколков. На рис. 5 приводятся зависимости деления осколков от энергии возбуждения для нескольких масс. Теперь, используя выражение (1), нетрудно рассчитать отношение $\frac{\sigma_{2f}}{\sigma_{3f}}$ для раз-

личных комбинаций мишень-частица в зависимости от энергии возбуждения начального ядра. Результаты расчета приведены на рис. 6. В работе рассматривались три реакции $\text{Bi}^{209}(\text{Ar}^{40}, 3f)$, $\text{U}^{238}(\text{Ne}^{22}, 3f)$ и $\text{U}^{238}(\text{Ar}^{40}, 3f)$ при различных энергиях налетающих ионов.

Для составных ядер, образующихся в этих реакциях, Z^2/A соответственно равны 40, 41 и 43,5. Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- 1) Сечение каскадного деления резко растет с увеличением составного ядра.
- 2) Оно также быстро возрастает с увеличением энергии возбуждения.

Для ядра с $Z^2/A = 43,5$ и энергией возбуждения ≈ 200 Мэв, сечение каскадного деления достигает 3% от сечения двойного деления. Следовательно, деление на три осколка должно наблюдаться в реакциях с тяжелыми ионами, причем каскадное деление будет составлять существенную (если не основную) часть его сечения.

При переходе к более тяжелым ионам, таким как Kr, Xe, U, когда для большинства тяжелых осколков вероятность их деления будет близка к единице, сечение каскадного деления будет составлять уже существенную часть от полного сечения реакции. Однако для анализа сечений каскадного деления в этих случаях необходимо хорошо знать распределение по массам осколков двойного деления (особенно выход тяжелых осколков), а также зависимость $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ от энергии возбуждения, A и Z ядер, близких к делящимся осколкам.

Авторы благодарят В.М. Струтинского и Ю.А. Пик-Пичака за интересные дискуссии. Мы благодарны также С.А. Карамяну, И.В. Кузнецову и Ю.Э. Пенионжкевичу за большую помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. W.I. Swiatecki, Second U N Geneva Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy (Pergamon Press Ltd, London, 1960), P/651.
2. В.М. Струтинский, Н.Я. Ляшенко, Н.А. Попов. ЖЭТФ, 43, 2, 584 (1962).
3. R.W. Stoener, M. Hillman. Phys. Rev., 142, 716 (1966).
4. F. Plasil, D.S. Burnett, H.C. Britt, S.G. Thomson. Phys. Rev., 142, 3, 696 (1966).

5. E.L. Haines. Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL- 10342, 1962.
6. I.I. Zvara. Proceedings of the Third Conference on Reactions Between Complex Nuclei, Asilomar, 1963, p.332. (University of California Press, Berkeley, California, 1963).
7. H.M. Blann. Phys. Rev. 123, 4, 1356 (1961).
8. J. Huizenga, R. Vandenbosch, Nuclear PReactions, Ed. P.M.Endt and P.B. Smith, Vol. II, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1962.
9. W.D.Mayers, W.I. Swiatecki, Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL-11980, 1965.
10. T. Sikkeland, Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL-11242, 1964.
11. R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker. Phys. ERev., 143, 3, 943 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 января 1967 г.

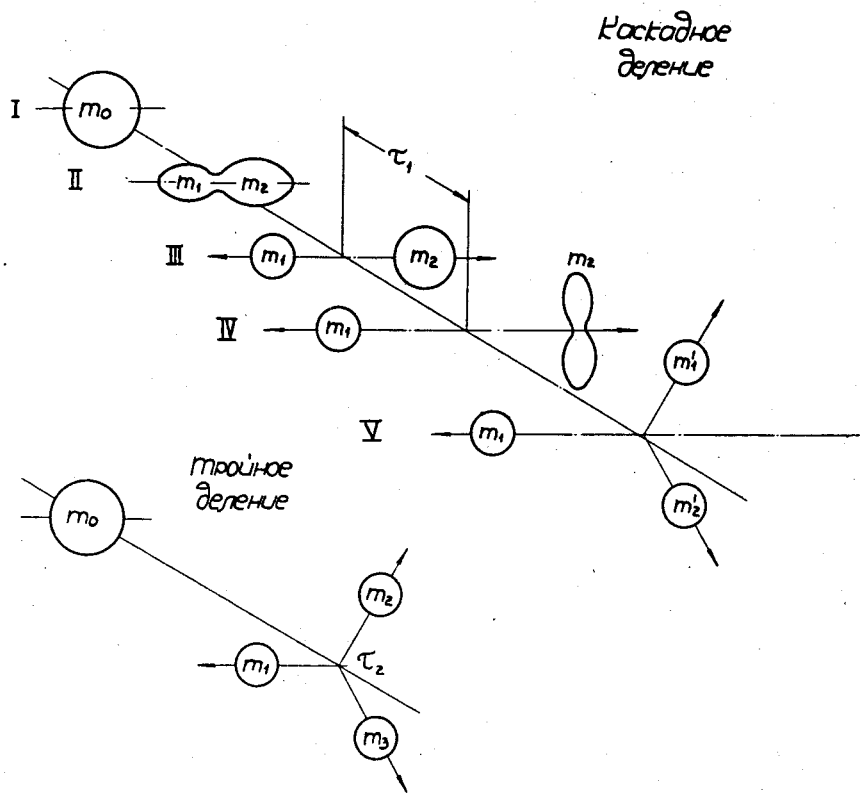


Рис. 1. Схематичное изображение двух возможных механизмов деления на три осколка.

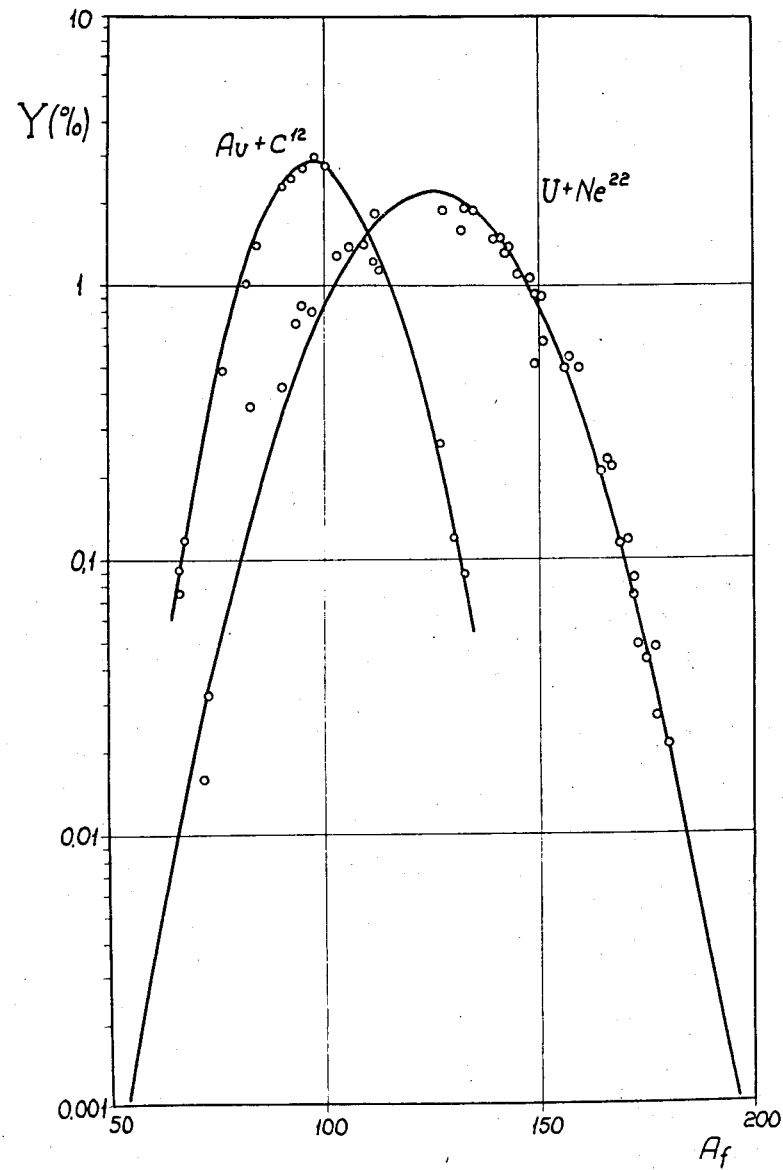


Рис. 2. Распределение осколков по массам в реакциях $Au^{197}(C^{12}f)$ и $U^{238}(Ne^{22}f)$. Точками даны экспериментальные данные. Сплошные линии - результаты расчетов.

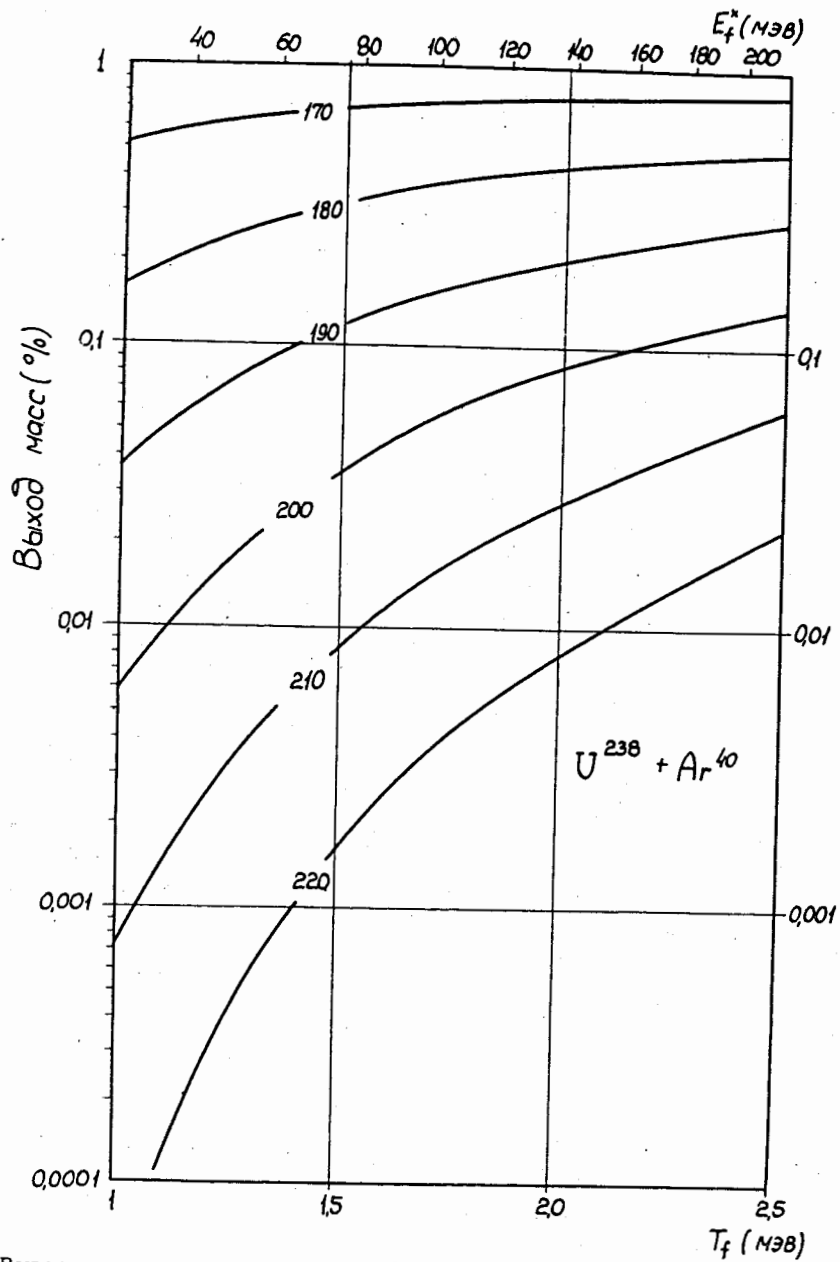


Рис. 3. Выход осколков в интервале масс $170 \leq A \leq 220$ как функция энергии возбуждения (или температуры) для реакции $U^{238}(Ar^{40})$.

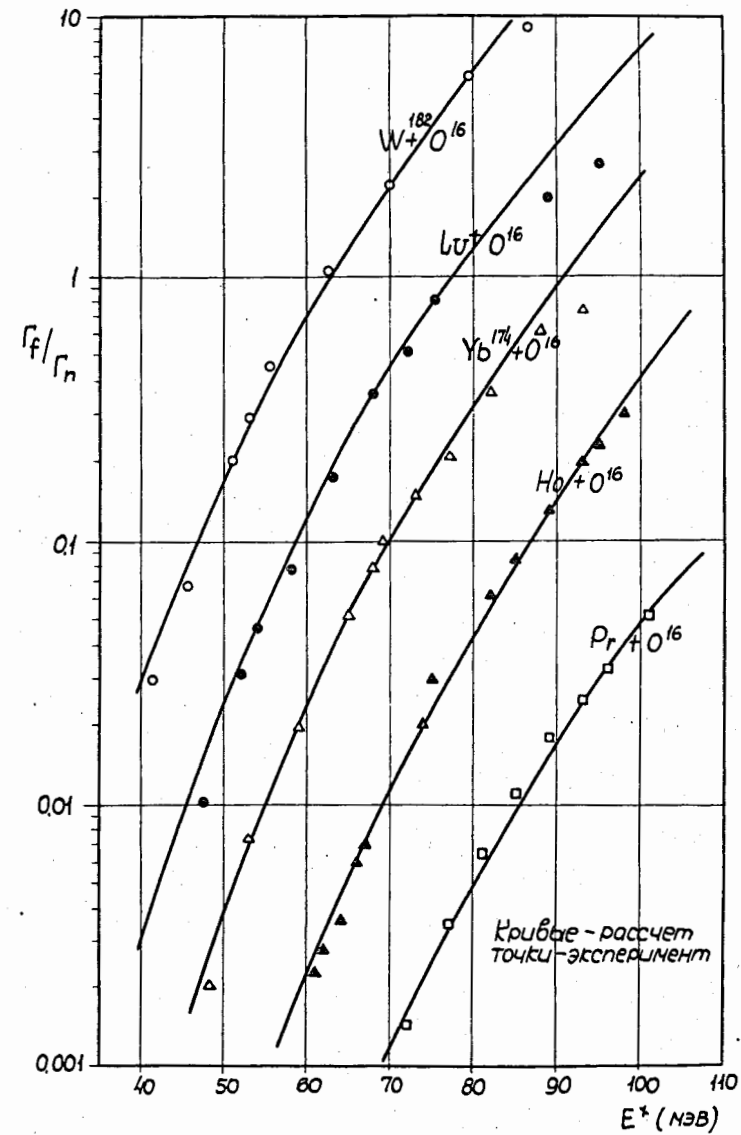


Рис. 4. Зависимость $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ от температуры. Точками даны экспериментальные данные. Сплошные линии—результаты расчета.

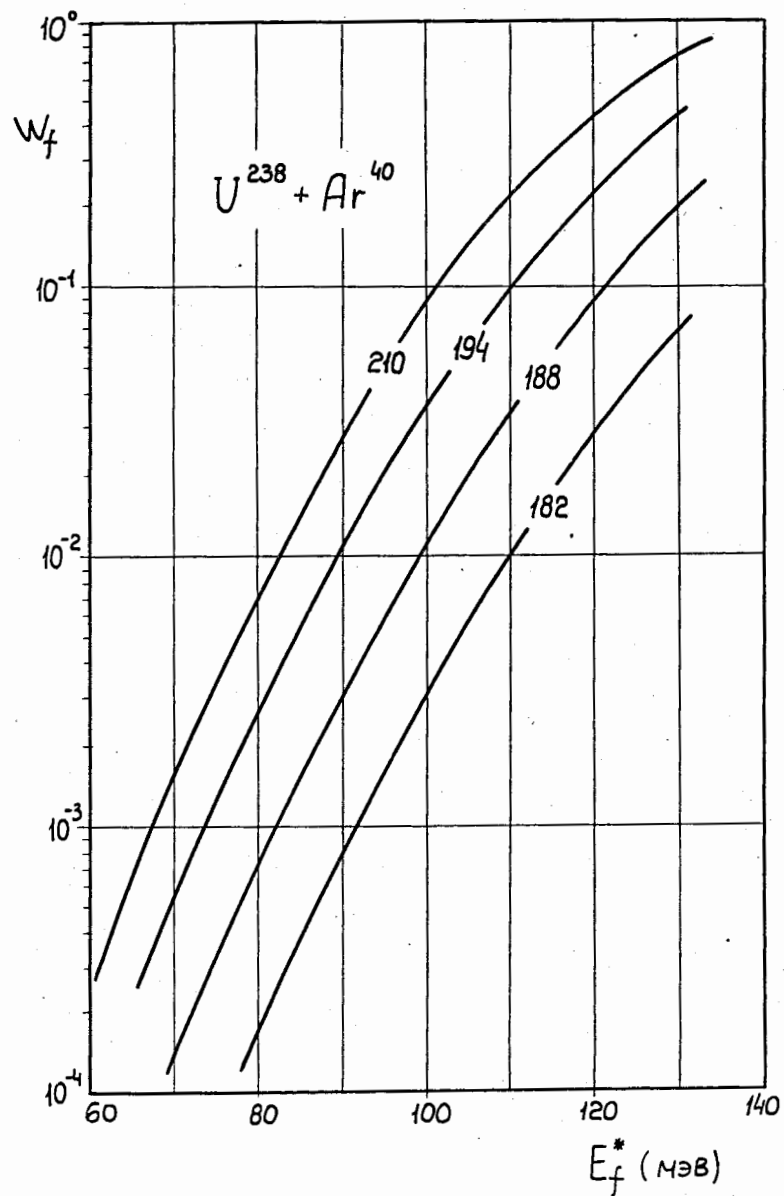


Рис. 5. Зависимость вероятности деления осколков с массами 182, 188, 194, 210 от энергии возбуждения. (С учетом трех ступеней испарительного каскада нейтронов).

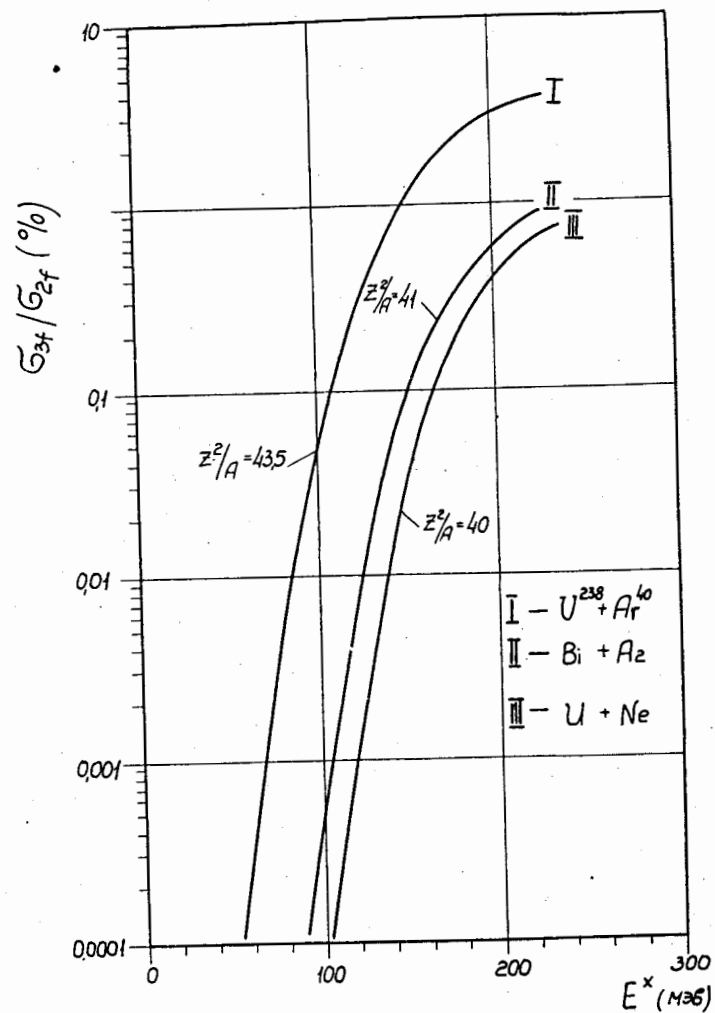


Рис. 6. Зависимость $\frac{\sigma_{3f}}{\sigma_{2f}}$ от энергии возбуждения для реакций

$Bi^{209}(Ar^{40}, 3f)(Z^2/A = 40)$, $U^{238}(Ne^{22}, 3f)(Z^2/A = 41)$, $U^{238}(Ar^{40}, 3f)(Z^2/A = 43,5)$