

7/11-72

K-172

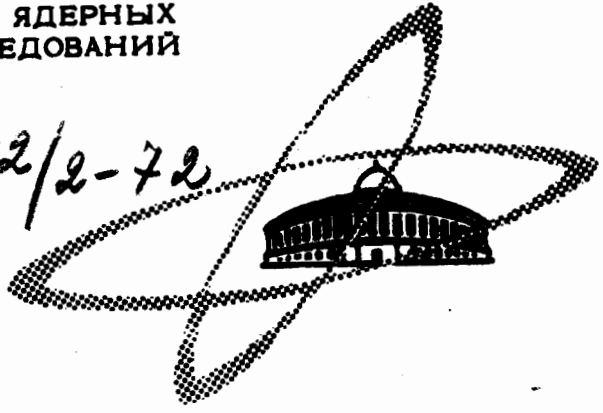
ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

282/2-72

P4 - 6151

6151



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Б.Н. Калинин, В.П.Пермяков

ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ В РЕАКЦИЯХ  
МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

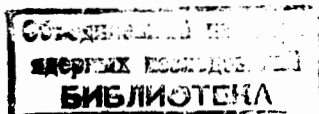
1971

P4 - 6151

Б.Н. Калинин, В.П.Пермяков

ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ В РЕАКЦИЯХ  
МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

*Направлено в Acta Physica Polonica*



## §1. Введение

Исследованию механизма деления ядра на два или более фрагментов посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. Тем не менее, это явление изучено только в общих чертах. Трудность построения последовательной теории ядерного деления связана с тем, что в процесс дает вклад огромное число степеней свободы ядра.

Отсутствие единой микроскопической теории ядерного деления, естественно, стимулирует построение различных моделей и постановку многочисленных экспериментов по изучению этого сложного процесса.

Из недавних исследований, посвященных этому вопросу, следует отметить работы /1-3/, в которых был зарегистрирован распад-деление ядра на три фрагмента, причем наблюдаемый выход осколков тройного деления намного выше, чем можно было бы ожидать на основе капельной модели (см., например, /4,5/).

В <sup>/6/</sup> был рассмотрен возможный механизм распада-деления ядра на три фрагмента под действием энергичных тяжелых ионов. Авторами <sup>/6/</sup> была рассмотрена следующая картина процесса. В реакции с тяжелыми ионами на тяжелых ядрах-мишенях образуются сильновозбужденные компаунд-ядра с большими  $Z$  и  $A$ . В результате обычного двойного деления компаунд-ядра с некоторой вероятностью образуется осколок с достаточно большим значением  $Z^2/A$ , при этом, если его энергия возбуждения больше барьера деления, он может, в принципе, еще раз разделиться на два фрагмента. Таким образом, деление ядра на три осколка рассматривается как "каскад" обычных двойных делений при сравнительно высоких энергиях возбуждения. Вероятность такого процесса имеет вид <sup>/6/</sup>:

$$P_{ZF} = \sum_{A=A_{min}}^{A_{max}} P_{E^*}(A) W_F^{E^*}(A), \quad (1)$$

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  $E^*$ .

В рамках <sup>/6/</sup> получено удовлетворительное описание роста сечения тройного деления в зависимости от  $Z^2/A$  и энергии возбуждения составного ядра.

Сделаем ряд замечаний к рассмотренной модели.

1. В основе "каскадной" модели деления лежит статистическая гипотеза. Как на первом, так и на втором этапах делению предшествует установление статистического равновесия в системе. Однако из экспериментов <sup>/7,8/</sup> известно, что для реакций типа  $U^{238}(Ar^{40}, 2F)$ ,

$U^{238}(No^{20}, 2F)$  кривая массового распределения резко уширяется и статистическая модель деления не в состоянии объяснить этот факт. Таким образом, для количественного описания хода сечения тройного деления в рамках "каскадной" модели необходимо использовать экспериментальные значения функции  $P_{E^*}(A)$  (либо делать дополнительные предположения о форме массового распределения); значения же функций  $P_{E^*}(A)$ , вычисленных на основе статистической модели, не приводят к количественному согласию с экспериментальными данными (см. ниже).

2. В <sup>18/</sup> в угловом распределении наблюдался преимущественный вылет вперед осколков тройного деления. Несомненно, объяснение этого факта в рамках статистической модели встретит серьезные трудности.

3. Экспериментально наблюдаемый спектр суммарной кинетической энергии осколков тройного деления почти вдвое шире, чем это предсказывается статистической моделью <sup>10/</sup>.

4. И, наконец, последнее замечание. В рассмотренной схеме <sup>16/</sup> деления ядра на три фрагмента нет места для прямых процессов.

## II . Механизм деления ядра на три осколка в реакциях с тяжелыми ионами

В <sup>11,12/</sup> нами сформулирован простой метод выделения прямого канала деления в реакциях с тяжелыми ионами. Напомним коротко его содержание. В момент удара тяжелый ион поглощается непосредственно в зоне взаимодействия. Суммарная масса, вовлеченная в движение, равна  $\mu_{\text{эфф.}} + A_1$ , где  $A_1$  - масса налетающего иона,  $\mu_{\text{эфф.}}$  - эффективная масса, рассматриваемая нами как параметр модели. Кинетическая энергия, переданная массе  $\mu_{\text{эфф.}} + A_1$ , приближенно равна:

$$T \approx \frac{A_1}{\mu_{\text{эфф.}} + A_1} E_1 \cos^2 \theta, \quad (2)$$

где  $\theta$  - угол между осью симметрии ядра-мишени и направлением удара,  $E_1$  - кинетическая энергия налетающего иона в момент удара:  $E_1 = E - V_B$  ( $V_B$  - кулоновский барьер). Переданный в направлении оси симметрии ядра-мишени импульс порождает движение, которое имеет "организованный" характер. Простейшее предположение о том, что это движение переходит в коллективное  $\beta$  -вибрационное движение системы дает возможность оценить сечение прямого канала деления. Как показано в /11,12/, сечение прямого деления вследствие механизма неупругого удара имеет вид:

$$\sigma_f^{\text{прям.}}(E) = \frac{\pi a b}{2} \left[ \left( \frac{\arcsin \xi}{\xi} + \sqrt{1 - \xi^2} \right) - \left( \frac{\arcsin(\xi \cos \theta_k)}{\xi} + \cos \theta_k \sqrt{1 - \xi \cos^2 \theta_k} \right) \right] K(E) \quad (3)$$

$$\theta_k = \arccos \left[ \left( \frac{A_1 E_1}{\mu_{\text{эфф.}} + A_1} \right)^{-1/2} V_f^{1/2} \right]$$

(смысл и обозначения те же, что и в /11,12/). Применим развитые в работах /11, 12/ соображения к интерпретации экспериментальных данных по сечениям деления ядра на три осколка.

Механизм этого процесса представляется таким: на первом этапе реакции в прямом канале образуются два фрагмента. При этом часть кинетической энергии налетающего иона реализуется в виде энергии "коллективного" движения массы  $\mu_{\text{эфф.}} + A_1$  (формула 2); оставшаяся часть уходит на внутреннее возбуждение одного из осколков деления. Последнее утверждение связано с тем, что прямой процесс протекает за ядерные времена, в то время как на установление статистического равновесия требуются значительно большие времена. На следующем этапе реакции сильновозбужденный осколок статистическим способом делится.

Тогда для отношения сечений  $\sigma_{3f} / \sigma_{2f} (\%)$  нетрудно получить следующую формулу:

$$\frac{\sigma_{3f}}{\sigma_{2f}} (\%) = \frac{100}{\sqrt{\pi} \langle \Delta^2 \rangle_{\text{прям.}}} \frac{\sigma_{2f}^{\text{прям.}}}{\sigma_{2f}^{\text{полн.}}} \int \frac{\sigma_{2f}(E^*, A_f)}{\sigma_{\text{неупр.}}} \exp \left[ -\frac{(A_f - A_c/2)^2}{\langle \Delta^2 \rangle_{\text{прям.}}} \right] dA_f, \quad (4)$$

где  $\sigma_{2f}^{\text{прям.}}$  - сечение прямого канала двойного деления,

$\sigma_{2f}(E^*, A_f) / \sigma_{\text{неупр.}}$  - делимость,  $\langle \Delta^2 \rangle_{\text{прям.}}$  - полуширина массового

распределения осколков двойного деления в прямом канале. В формуле (4) кривая массового распределения аппроксимируется, как это принято в большинстве работ, функцией Гаусса. Функциональная зависимость делимости от энергии возбуждения, массового числа и ее численные значения извлекаются из экспериментальных данных /13/.

Нами проведены расчеты отношения сечений  $\sigma_{3f} / \sigma_{2f}$  для реакции  $U^{238}(Ar^{40}, 3F)$  в интервале значений энергии налетающего иона ( $300 \leq E_{Ar} \leq 380$ ). Энергия возбуждения осколка, испытывающего в дальнейшем деление, определялась из соотношения:

$$E^* \approx \left( \frac{\mu_{\text{эфф.}} + A_1 \sin^2 \theta}{\mu_{\text{эфф.}} + A_1} \right) E_1. \quad (5)$$

Для данной энергии возбуждения из /13/ находилась функциональная зависимость отношения  $\sigma_{2f}(E^*, A_f) / \sigma_{\text{неупр.}}$  от  $A_f$ . Результаты расчета приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что относительная вероятность образования осколков максимальна в интервале массовых чисел  $185 \leq A_f \leq 195$  (что составляет приблизительно 2/3 от полного массового числа гипотетического компаунд-ядра). На следующем этапе реакции, как это известно для деления высоковозбужденного состояния ядра, наиболее вероятно симметричное деление.

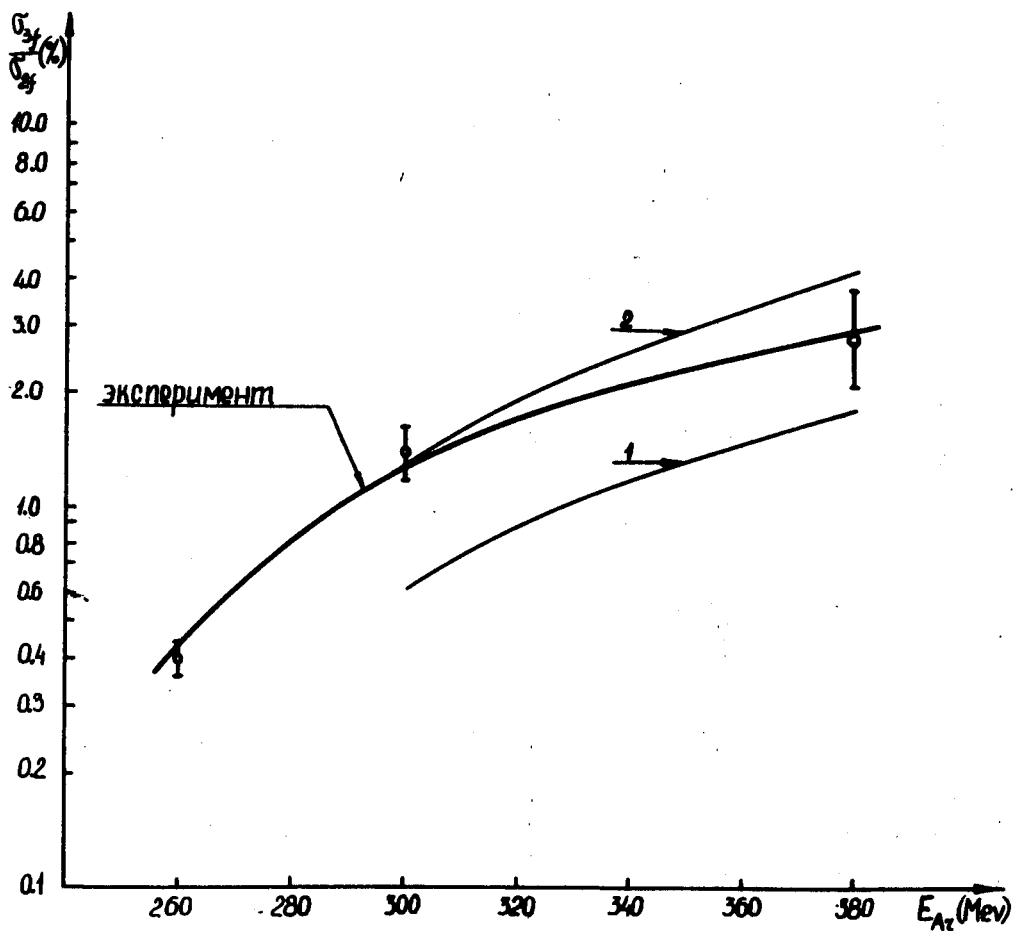


Рис. 1. Отношение сечений  $\sigma_{3f}/\sigma_{2f}$  (в процентах) в зависимости от энергии налетающего иона. Кривая 1 - расчетные значения сечений  $\sigma_{3f}/\sigma_{2f}$  (%) с учетом влияния среднего углового момента на величины делимостей. Кривая 2 - расчетные значения сечений  $\sigma_{3f}/\sigma_{2f}$  (%) без учета влияния среднего углового момента на величины делимостей.



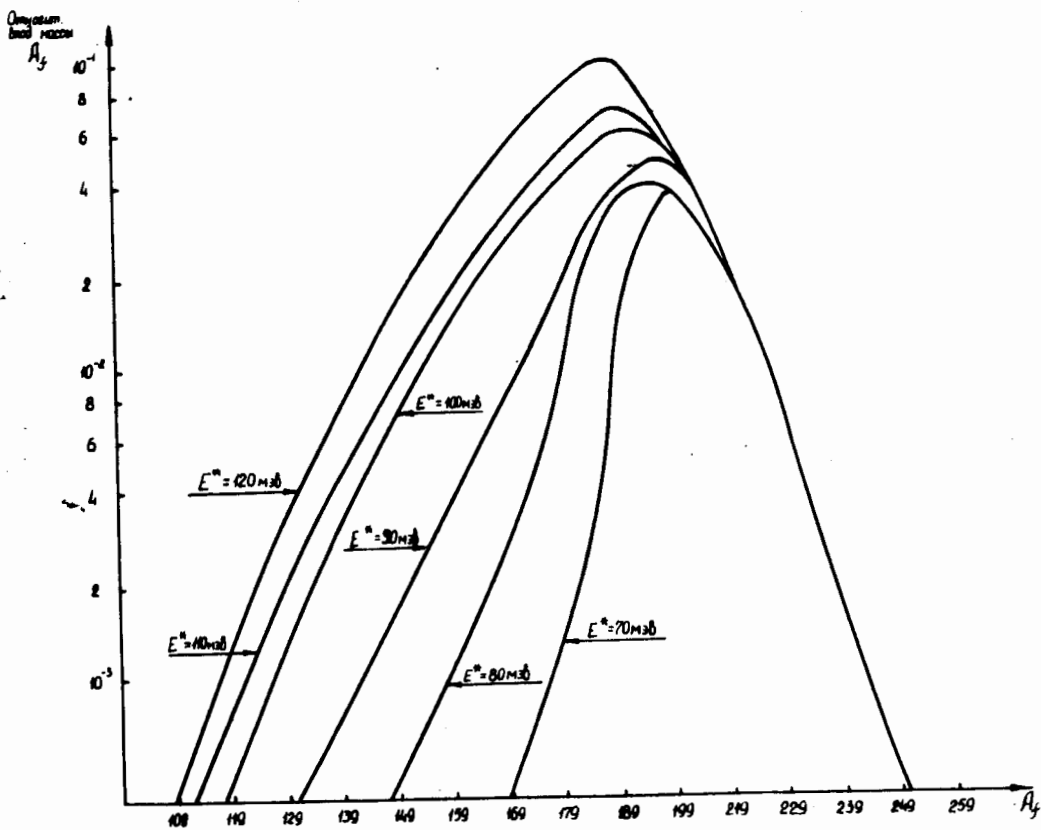


Рис. 2. Относительный выход массы  $A_f$ . На графике представлены кривые, соответствующие различным энергиям возбуждения тяжелого осколка, образованного на первом этапе реакции.

Таким образом, деление ядра на три осколка сравнимой массы (что наблюдается экспериментально) есть простое следствие развитого здесь механизма.

Таким образом, все величины в соотношении (4) определены. Результаты расчета приведены на рис. 1. По поводу сравнения рассчитанных значений  $\sigma_{3f}/\sigma_{2f}$  с экспериментальными данными сделаем одно замечание. На абсолютные величины делимости оказывает сильное влияние величина среднего углового момента, реализуемого в реакции. Вследствие этого сечения могут меняться в два-три раза. К сожалению, большие ошибки экспериментально найденной величины  $\sigma_{2f}(E^*, A_f)/\sigma_{неупр.}$  не позволяют провести более точное сравнение с экспериментальными значениями  $\sigma_{3f}/\sigma_{2f}$ . Приведенные данные по  $\sigma_{3f}/\sigma_{2f}$  (с учетом сделанного замечания) находятся в хорошем количественном согласии с экспериментом.

Предположим теперь, что тройное деление обусловлено только статистическим механизмом. Для отношения сечений  $\sigma_{3f}/\sigma_{2f}$  за счет статистической части имеем:

$$\frac{\sigma_{3f}}{\sigma_{2f}} (\%) = \frac{100}{\sqrt{\pi \langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат.}}}} \frac{\sigma_{2f}^{\text{комп.}}}{\sigma_{2f}^{\text{полн.}}} \int \frac{\sigma_{2f}(E^*, A_f)}{\sigma_{неупр.}} \exp \left[ -\frac{(A_f - \frac{Ac}{2})^2}{\langle \Delta^2 \rangle_{\text{стат.}}} \right] dA_f \quad (6)$$

Тогда для реакции  $U^{238}(Ar^{40}, 3F)$  при  $E = 300$  Мэв,  $E^* \approx 100-110$  Мэв,  $\sigma_{3f}/\sigma_{2f} (\%) \approx 0,04$ , что в 45 раз отличается от экспериментального значения (1.8).

### III. Результаты

1. Сравнение экспериментальных данных по сечениям тройного деления с расчетными указывает на хорошее качественное и количественное согласие.

2. Преобладание выхода осколков в переднюю полусферу в угловом распределении при тройном делении непосредственно связано с влиянием прямого канала на первом этапе реакции.

3. Как отмечалось в введении, экспериментально наблюдаемый спектр суммарной кинетической энергии осколков значительно шире, чем это предсказывается статистической моделью /10/. Однако описанная нами модель предполагает, что значительная часть кинетической энергии налетающего иона реализуется в прямом канале в виде кинетической энергии осколков. Поскольку прямой канал деления и распад ядра по статистической теории кинематически независимы, то полная дисперсия суммарной кинетической энергии осколков тройного деления равна сумме дисперсий в прямом и статистическом каналах. В итоге суммарный спектр уширяется на величину  $T = \frac{A_1}{\mu_{\text{эфф}}^+ A_1} E_1 \cos^2 \theta - V_f$ , что приводит к согласию с экспериментом.

4. Предложенная модель позволяет сделать вывод, что с ростом массового числа налетающего иона станет вполне возможным механизм четверного деления. Следует ожидать, что вероятность деления ядра на четыре осколка будет существенно зависеть от энергии и массы взаимодействующих ядер. Особенно эффективным он должен быть в реакциях, сопровождающих столкновение делящихся ядер.

Развитая в /11,12/ и данной работе модель описывает большую совокупность экспериментальных фактов: массовое и зарядовое распределения осколков двойного деления, угловое распределение осколков тройного деления, распределение по средней суммарной кинетической энергии осколков. Поэтому можно считать, что предложенная картина процесса деления правильно отражает его основные особенности. Полученные результаты указывают на важную роль прямых процессов в реакциях с тяжелыми ионами.

Дальнейшее развитие рассмотренного подхода, несомненно, представляет большой интерес.

### Литература

1. R.L. Fleischer, P.V. Price, R.M. Walker. Phys.Rev. 143, 943 (1965).
2. С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич. Препринт ОИЯИ, Р7-3063, Дубна (1966).
3. V.P. Perelygin, N.H. Shadieva, S.P. Tretiakova, A.H. Boos and R. Brandt. Nucl. Phys. A127, 577-585 (1969).
4. W.I. Swiatecki Second U.N. Geneva Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy. Pergamon Press, Ltd., London, 1960, Paper, P/651.
5. В.М. Струтинский, Н.Я. Ляшенко, Н.А. Пыпов. ЖЭТФ, 43, 2 584 (1962).
6. Ю.А. Музычка, Ю.Ц. Оганесян, Б.И. Пустыльник, Г.Н. Флеров. ЯФ, 6, вып. 2, 306-310 (1967).
7. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Б.И. Пустыльник. Препринт ОИЯИ, Р7-4024, Дубна (1968).
8. С.А. Карамян, Ф. Нормуратов, Ю.Ц. Оганесян, Ю. Э. Пенионжкевич, Б.И. Пустыльник, Г.Н. Флеров. Препринт ОИЯИ, Р7-3732, Дубна (1968).
9. P.V. Price, R.L. Fleischer, R.M. Walker and E.L. Hubbart. In Proc. Third Conf. on Reactions between Complex, Asimolar, 1963 (University of California Press, Berkeley, (1963)) P. 332.
10. Б.И. Пустыльник. Автореферат кандидатской диссертации, 7-5308, Дубна 1970.
11. Б.Н. Калинин, В.П. Пермяков. Препринт ОИЯИ, Р4-6146, Дубна, (1971).
12. Б.Н. Калинин, В.П. Пермяков. Препринт ОИЯИ, Р4-6150, Дубна, (1971).
13. T. Sikkeland. Lawrence Radiation Laboratoria Report, UCRL-11242 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 декабря 1971 года.