

6741

ЛЯП

Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

316/У-73

P7 - 6741



В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги , А.С.Ильинов,  
В.Д.Тонеев

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ДЕЛЕНИЕ И РАСПАД ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

1972

P7 - 6741

В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги\*, А.С.Ильинов,  
В.Д.Тонеев

ДЕЛЕНИЕ И РАСПАД ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

*Направлено в Nuclear Physics*

ОИИ  
БИБЛИОТЕКА

## S u m m a r y

The statistical theory of the decay of excited nuclei is considered including the competition between particle emission and fission. Fission barriers are given by a phenomenological formula which is an analog of the known Cameron formula and approximates well experimental data on nuclei up to transuranic elements.

The contribution of shell corrections and odd-even effects is discussed. The calculated ratios of evaporation and fission widths  $\Gamma_n/\Gamma_f$  agree with experiment even in the region of nuclei with  $Z > 90$ . The  $\Gamma_n/\Gamma_f$  values depend weakly on excitation energy for nuclei with  $Z \approx 90$ , while in other regions this dependence proves rather strong. The last conclusion does not contradict known experimental data since in experiment one usually measures some effective value  $\langle \Gamma_n/\Gamma_f \rangle$ , which is only indirectly related to the real  $\Gamma_n/\Gamma_f$  values. It is shown that the calculated values of  $\langle \Gamma_n/\Gamma_f \rangle$  do not practically depend on excitation energy too. The effects of angular momentum and uncertainty in the choice of level density parameter are discussed.

## 1. Введение

Возбужденные ядра с массовыми числами  $A \geq 150$ , образующиеся как компаунд-ядра в реакциях с ионами, энергии которых не сильно превосходят кулоновский барьер реакции, и тяжелые возбужденные ядра, остающиеся после каскадной стадии неупругого взаимодействия высокоэнергетических частиц или ядер с мишенью, переходят в низшие энергетические состояния путем конкурирующих между собой процессов "испарения" и деления.

Вероятность первого из этих процессов достаточно хорошо описывается статистической теорией Вайскопфа, усовершенствованной в работах последующих авторов; небольшие отклонения расчетных данных от эксперимента, как правило, можно объяснить влиянием нестационарных процессов <sup>/1-3/</sup>. Значительно хуже обстоит дело с расчетом вероятности деления ядер. До настоящего времени здесь не было выполнено фактически ни одного достаточно подробного и систематического расчета; результаты вычислений в большинстве случаев были основаны на приближенном подборе параметров, описывающих одну какую-то весьма ограниченную группу фактов, и в целом имеют лишь ориентировочное значение /см. библиографию в <sup>/2.4.5/</sup> /.

Большая и быстро увеличивающаяся в объеме экспериментальная информация по делению возбужденных ядер также выглядит сейчас весьма разрозненной, а в некоторых случаях вообще имеет характер довольно случайных, слабо связанных между собой измерений. Некоторые важные выводы, которые часто считаются прямым следствием эксперимента, как, например, заключение об очень слабой зависимости отношения ширины  $\Gamma_n / \Gamma$ , от энергии возбуждения для ядер с  $Z > 90$ , в действительности основаны на обработке результатов измерений с помощью весьма грубых моделей и аппроксимаций и требуют более тщательного анализа.

В этих условиях представляется важным выполнить систематические и достаточно подробные расчеты основных характеристик процесса деления для широкого интервала энергий возбуждения  $E^*$  и широкой области массовых и зарядовых чисел ядер  $A$  и  $Z$ , основанные на каком-то одном, вполне определенном наборе феноменологических параметров. Результаты таких расчетов могли бы послужить основой для систематизации экспериментальных данных и позволили бы выявить пункты наиболее существенных расхождений эксперимента и теории, требующие дальнейшего исследования. Расчеты деления возбужденных ядер, согласующиеся с достаточно широким кругом экспериментальных данных, необходимы также для решения ряда важных задач, связанных с синтезом сверхтяжелых трансурановых элементов <sup>6/</sup>, созданием электроядерных генераторов нейтронов <sup>7/</sup> и т. д.

Детальный расчет и систематический анализ известных экспериментальных данных по делению возбужденных ядер на основе монте-карловского, статистического подхода с учетом оболочечных поправок и эффектов спаривания и является целью настоящей работы. Данная статья посвящена анализу барьеров деления  $B_f$  и отношений испарительной и делительной ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , являющихся основой всех расчетов деления возбужденных ядер. Теоретические данные по сечениям деления, выходу различных изотопов, угловым и энергетическим характеристикам частиц, сопровождающих процесс деления при столкновениях высокоэнергетических частиц и ядер, будут изложены в последующей статье.

Мы ограничимся сейчас областью ядер с зарядами  $Z \lesssim 105$ . Детальному анализу деления очень тяжелых трансфермиевых ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, будет посвящена специальная статья.

## 2. Барьеры деления

В настоящее время известно несколько подходов к расчету барьеров деления, определяемых как разность масс ядра в седловой точке и в основном состоянии:

$$B_f = M_{sp}(A, Z) - M(A, Z), \quad * \quad /1/$$

Однако эти подходы, как правило, слишком сложны, чтобы их можно было выполнять в ходе монте-карловского расчета конкурирующих процессов деления и испарения. Кроме того, барьеры деления, являясь малой разностью двух больших величин, весьма чувствительны к погрешностям этих величин, поэтому использование теоретических значений масс сопряжено с дополнительными неточностями в значениях  $B_f$  и для согласования с опытом приходится вводить дополнительные подгоночные параметры. Для расчетов ядерных реакций представляется более удобным непосредственно использовать экспериментальные значения барьеров деления, выделив из них феноменологическую "нерегулярную часть", зависящую от оболочечных поправок, остаточных взаимодействий и других эффектов ядерной структуры, и аппроксимировав оставшуюся "гладкую часть" простой аналитической зависимостью.

Нерегулярную часть барьера мы разделим на два члена: поправку к массе основного состояния ядра  $\Delta(A, Z)$  и поправку к массе ядра в седловой точке  $\delta(A, Z)$ . Для оценки первого из этих членов можно воспользоваться поправками Камерона /9/, определяемыми как разность между экспериментальным значением массы и величиной  $M(A, Z)$ , рассчитанной по модели жидкой капли. Что касается поправки  $\delta(A, Z)$ , то оболочечные эффекты в седловой точке хотя и обуславливают структуру зависимости массы ядра  $M_{sp}$  от параметра деформации, однако в сильно деформированном возбужденном ядре их влияние на "максимальное значение"  $M_{sp}$ , определяющее величину  $B_f$ , не столь существенно, как в основном состоянии. Поэтому можно ожидать, что поправка  $\delta(A, Z)$  зависит, в основном, лишь от четности или нечетности числа протонов и нейтронов в ядре /феноменологический учет спаривания и других нечетно-четных эффектов/ и в среднем значительно меньше поправки  $\Delta(A, Z)$ .

---

\* См., например, обстоятельные работы Струтинского, Никса и др. /8/, где собрана подробная библиография.

Если в первом приближении поправкой  $\delta$  пренебречь, то значения  $B_f^0 = B_f^{exp}(A, Z) + \Delta(A, Z)$ , соответствующие "гладкой части" барьера деления \*\* и рассматриваемые в зависимости от параметра  $Z^2/A$ , имеют заметно меньший разброс, чем исходные экспериментальные точки  $B_f^{exp}$ , и их легче аппроксимировать простой аналитической зависимостью /особенно при  $Z^2/A < 35$ ; см. рис. 1/.

### 3. Отношения $\Gamma_n / \Gamma_f$ и нечетно-четные эффекты

С помощью полученного описанным выше способом выражения для барьеров деления  $B_f(A, Z) = B_f^0(Z^2/A) - \Delta(A, Z)$  теперь можно вычислить величину

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{4m_n}{\pi\hbar^2} \int_0^{E^* - B_n'} \sigma_n(E^*, \epsilon) \rho_n(E^* - B_n' - \epsilon) d\epsilon / \int_0^{E^* - B_f'} \rho_f(E^* -$$

$$- B_f' - \epsilon) d\epsilon = 4a_n m_n \hbar^{-2} R^2 (a_f/a_n) [1 + (t_f - 1) \exp(t_f)]^{-1} \times$$

$$\times \{ (E^* - B_n' + \beta_n) [1 + (t_n - 1) \exp(t_n)] - \quad /2/$$

$$- (4a_n)^{-1} [6 + (t_n^3 - 3t_n^2 + 6t_n - 6) \exp(t_n)] \},$$

где

$$t_i = 2 \sqrt{a_i (E^* - B_i)}$$

\*\* Отметим, что поправка  $\Delta$  входит здесь со знаком плюс, поскольку она относится ко второму члену в формуле /1/.

Здесь

$$\sigma_n = \pi R^2 a_n (1 + \beta_n / \epsilon)$$

- сечение обратной реакции; при этом значения величин  $a_n$  и  $\beta_n$  - те же, что и в известных работах Достровского и др. /13/ /при  $r_0 = 1,3 \times 10^{-13}$  см/.  $m_n$  - масса нейтрона.  $R = r_0 A^{1/3}$ .

$$\rho_i (E^* - B'_i - \epsilon) = \text{const} \times \exp \{ 2 \sqrt{a_i (E^* - B'_i - \epsilon)} \} \quad /3/$$

- плотность уровней ядра, где  $B'_i \equiv B_i + b_i$  - эффективные барьер деления и энергия связи нейтрона.

$$b_i = \begin{cases} 2b_i^0 & \text{для четных } A-Z \text{ и } Z \\ b_i^0, & \text{если } A \text{ нечетное} \\ 0 & \text{для нечетных } A-Z \text{ и } Z \end{cases}$$

- поправки на четно-нечетные эффекты в плотности уровней /поправка  $b_n$  относится к ядру, оставшемуся после вылета нейтрона/. В соответствии с экспериментальными данными мы считали, что  $b_i^0 = 1$  Мэв,  $b_n^0 = 12/A^{1/2}$  Мэв. Для определения величины  $B_n(A, Z)$  можно снова воспользоваться формулами Камерона /9/.

Что касается параметров плотности уровней для процессов деления и испарения,  $a_f$  и  $a_n$ , то анализ известных экспериментальных данных указывает на определенную структуру зависимости этих параметров от  $A$  и  $Z$ , которую, конечно, следует учитывать при детальном рассмотрении поведения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  /24/. Однако для расчетов неупругих столкновений высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами, где имеется большой набор различных остаточных ядер, учет этой зависимости оказывается не столь существенным. Детальное рассмотрение зависимости  $a(A, Z)$  не важно также для анализа характера энергетической зависимости отношения ширины  $\Gamma_n / \Gamma_f$ , что является одной из основных наших задач. Поэтому в данной статье мы, как правило, будем считать, что параметры  $a_f = a_n = cA$ , где  $c = \text{const}$ . /Частично зависимость структуры уровней от  $A$  и  $Z$  учитывается введением поправок  $b_n$ ; о чувствительности расчетов к конкретному выбору величины параметров  $a_n$  и  $a_f$  см. ниже/.



Расчеты показывают, что теоретические значения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  довольно близки к экспериментальным, однако, в отличие от последних теоретические значения для четных и нечетных изотопов оказываются сдвинутыми друг относительно друга. Варьированием величины постоянных  $b_n$  и  $b_f$  эти сдвиги можно было бы устранить, однако, согласно с опытом при этом ухудшается /см. рис. 2, где это иллюстрируется на примере ядер астатина, урана и нептуния; там же видна чувствительность расчетов к величине постоянных  $b_n$  и  $b_f$  /.

Для того чтобы улучшить согласие с опытом, учтем теперь поправку  $\delta(A, Z)$ , определив ее из условия, чтобы разность  $B_f^{\circ} \equiv B_f^{exp}(A, Z) + \Delta(A, Z) - \delta(A, Z)$  оставалась достаточно гладкой функцией параметра  $Z^2/A$ , а отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  для четных и нечетных изотопов укладывались бы на одну кривую. Таким образом, мы нашли, что

$$\delta(A, Z) = \left\{ \begin{array}{ll} -0,5 \text{ Мэв,} & \text{если } Z \text{ четное} \\ 0, & \text{если } Z \text{ нечетное} \end{array} \right\} \\ + \left\{ \begin{array}{ll} 0, & \text{если } N \equiv A - Z \text{ четное} \\ +1 \text{ Мэв,} & \text{если } N \text{ нечетное} \end{array} \right\}$$

Из рис. 2 и 3,4, где приведены отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  для более тяжелых ядер - вплоть до ядра с  $Z = 107$ , видно, что при указанном выборе поправки  $\delta$  небольшой сдвиг значений  $\Gamma_n / \Gamma_f$  для четных и нечетных изотопов остается заметным лишь для очень тяжелых трансфермиевых ядер. \* Во всей остальной области зависимость  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от массового числа является плавной, если не считать окрестностей магических чисел  $A - Z = 126$  /см.рис. 2/ и  $A - Z = 152$  /см.рис. 4/, где имеются резкие изломы, которые, однако, хорошо передают поведение известных экспериментальных данных.

Как и ожидалось, величина  $\delta(A, Z)$  в широком диапазоне значений  $A$  и  $Z$  зависит лишь от нечетно-четных эффектов. При этом следует отметить, что численное значение  $\delta(A, Z)$  существенно зависит от выбранной аппроксимации  $B_f$ ; в частности, если нечетно-четные эффекты учитывать с помощью часто используемой поправки Святецки /16/, то согласие с опытом для  $\Gamma_n / \Gamma_f$  оказывается значительно худшим.

\* Эти расхождения можно устранить, введя в  $\delta(A, Z)$  дополнительную зависимость от  $A$  /например, степенную/, однако нам сейчас не ясно, насколько гладкой является зависимость самих экспериментальных значений  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от очень больших массовых чисел.

Оставшаяся "регулярная часть" экспериментальных барьеров деления  $B_f^0$  /см. рис. 5/ хорошо аппроксимируется функцией

$$B_f^0 = 12,5 + \begin{cases} +4,7 (33,5 - Z^2/A)^{3/4} \text{ Мэв, если } Z^2/A < 33,5 \\ -2,7 (33,5 - Z^2/A)^{2/3} \text{ Мэв, если } Z^2/A > 33,5. \end{cases} \quad /5/$$

Соответствующие значения барьеров  $B_f(A, Z) = B_f^0(Z^2/A) - \Delta(A, Z) + \delta(A, Z)$  близки к экспериментальным даже в области тяжелых трансформных ядер. Это видно из таблицы 1, где дано сопоставление с опытом барьеров деления, рассчитанных различными методами. В частности, наша аппроксимация дает значения, более близкие к эксперименту, чем расчет по методу Майерса и Святецки. При этом барьеры для ядер с четными  $Z$ , в общем, несколько лучше согласуются с опытом, чем для ядер с нечетными  $Z$ .

При вычислении  $\Delta(A, Z)$  мы использовали феноменологическую формулу Камерона из работы /9а/. Однако результаты мало изменяются, если воспользоваться формулой из более поздней работы Камерона /9б/; некоторое различие имеет место лишь в области нейтроноизбыточных ядер.

#### 4. Зависимость от энергии возбуждения

На рис. 6 и 7 более детально показано, как отношение ширины  $\Gamma_f$  зависит от энергии возбуждения ядра  $E^*$ . В соответствии с экспериментом эта зависимость является очень сильной для ядер с  $Z < 90$ . Для согласования с опытом здесь необходимо выбрать значение  $a_n \cong A/8$  и допустить, что параметр плотности уровней для делящегося ядра  $a_f$  несколько больше, чем  $a_n$ . /Переход к большим значениям  $a_n$  сдвигает кривые вверх, увеличение отношения  $a_f/a_n$  делает кривые более круто падающими/.

В области  $Z \approx 90$  сильная зависимость от  $E^*$  остается для малых ( $E^* \approx \beta_f$ ) и больших ( $E^* \gg \beta_f$ ) энергий возбуждения, в то время как во всей промежуточной области изменения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  невелики. Из рис. 7 видно, что последнее обстоятельство связано с изменением знака производной  $d(\Gamma_n/\Gamma_f)/dE^*$  при переходе от области,

Расчеты показывают, что теоретические значения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  довольно близки к экспериментальным, однако, в отличие от последних теоретические значения для четных и нечетных изотопов оказываются сдвинутыми друг относительно друга. Варьированием величины постоянных  $b_n$  и  $b_f$  эти сдвиги можно было бы устранить, однако, согласие с опытом при этом ухудшается /см. рис. 2, где это иллюстрируется на примере ядер аstatина, урана и нептуния; там же видна чувствительность расчетов к величине постоянных  $b_n$  и  $b_f$  /.

Для того чтобы улучшить согласие с опытом, учтем теперь поправку  $\delta(A, Z)$ , определив ее из условия, чтобы разность  $B_f^0 \equiv B_f^{exp}(A, Z) + \Delta(A, Z) - \delta(A, Z)$  оставалась достаточно гладкой функцией параметра  $Z^2/A$ , а отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  для четных и нечетных изотопов укладывались бы на одну кривую. Таким образом, мы нашли, что

$$\delta(A, Z) = \left\{ \begin{array}{l} -0,5 \text{ Мэв, если } Z \text{ четное} \\ 0, \quad \quad \quad \text{если } Z \text{ нечетное} \end{array} \right\} \\ + \left\{ \begin{array}{l} 0, \text{ если } N \equiv A - Z \text{ четное} \\ +1 \text{ Мэв, если } N \text{ нечетное} \end{array} \right\}$$

Из рис. 2 и 3,4, где приведены отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  для более тяжелых ядер - вплоть до ядра с  $Z = 107$ , видно, что при указанном выборе поправки  $\delta$  небольшой сдвиг значений  $\Gamma_n / \Gamma_f$  для четных и нечетных изотопов остается заметным лишь для очень тяжелых трансфермиевых ядер. \* Во всей остальной области зависимость  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от массового числа является плавной, если не считать окрестностей магических чисел  $A - Z = 126$  /см.рис. 2/ и  $A - Z = 152$  /см.рис. 4/, где имеются резкие изломы, которые, однако, хорошо передают поведение известных экспериментальных данных.

Как и ожидалось, величина  $\delta(A, Z)$  в широком диапазоне значений  $A$  и  $Z$  зависит лишь от нечетно-четных эффектов. При этом следует отметить, что численное значение  $\delta(A, Z)$  существенно зависит от выбранной аппроксимации  $B_f$ ; в частности, если нечетно-четные эффекты учитывать с помощью часто используемой поправки Святецки /16/, то согласие с опытом для  $\Gamma_n / \Gamma_f$  оказывается значительно худшим.

\* Эти расхождения можно устранить, введя в  $\delta(A, Z)$  дополнительную зависимость от  $A$  /например, степенную/, однако нам сейчас не ясно, насколько гладкой является зависимость самих экспериментальных значений  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от очень больших массовых чисел.

Оставшаяся "регулярная часть" экспериментальных барьеров деления  $B_f^0$  /см. рис. 5/ хорошо аппроксимируется функцией

$$B_f^0 = 12,5 + \begin{cases} +4,7 (33,5 - Z^2/A)^{3/4} \text{ МэВ, если } Z^2/A < 33,5 \\ -2,7 (33,5 - Z^2/A)^{2/3} \text{ МэВ, если } Z^2/A > 33,5 . \end{cases} \quad /5/$$

Соответствующие значения барьеров  $B_f(A, Z) = B_f^0(Z^2/A) - \Delta(A, Z) + \delta(A, Z)$  близки к экспериментальным даже в области тяжелых трансформированных ядер. Это видно из таблицы 1, где дано сопоставление с опытом барьеров деления, рассчитанных различными методами. В частности, наша аппроксимация дает значения, более близкие к эксперименту, чем расчет по методу Майерса и Святецки. При этом барьеры для ядер с четными  $Z$ , в общем, несколько лучше согласуются с опытом, чем для ядер с нечетными  $Z$ .

При вычислении  $\Delta(A, Z)$  мы использовали феноменологическую формулу Камерона из работы /9 а/. Однако результаты мало изменяются, если воспользоваться формулой из более поздней работы Камерона /9 б/; некоторое различие имеет место лишь в области нейтроноизбыточных ядер.

#### 4. Зависимость от энергии возбуждения

На рис. 6 и 7 более детально показано, как отношение ширины  $\Gamma_f$  зависит от энергии возбуждения ядра  $E^*$ . В соответствии с экспериментом эта зависимость является очень сильной для ядер с  $Z < 90$ . Для согласования с опытом здесь необходимо выбрать значение  $a_n \approx A/8$  и допустить, что параметр плотности уровней для делящегося ядра  $a_f$  несколько больше, чем  $a_n$ . /Переход к большим значениям  $a_n$  сдвигает кривые вверх, увеличение отношения  $a_f/a_n$  делает кривые более круто падающими/.

В области  $Z \approx 90$  сильная зависимость от  $E^*$  остается для малых ( $E^* \approx \beta_f$ ) и больших ( $E^* \gg \beta_f$ ) энергий возбуждения, в то время как во всей промежуточной области изменения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  невелики. Из рис. 7 видно, что последнее обстоятельство связано с изменением знака производной  $d(\Gamma_n/\Gamma_f)/dE^*$  при переходе от области,

где слабо возбужденные ядра теряют свою энергию, главным образом, благодаря процессу испарения ( $\Gamma_n / \Gamma_f \gg 1$ ), к области, где при  $E^* \approx B_f$  преимущественным является деление ( $\Gamma_n / \Gamma_f \ll 1$ ).

Что касается ядер с большими  $Z$ , то роль процессов испарения быстро повышается с ростом энергии возбуждения. Этот вывод кажется противоречащим заключению ряда экспериментальных работ о том, что для всех изотопов ядра с  $Z > 90$  значения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  укладываются практически на одну кривую

$$\log (\Gamma_n / \Gamma_f) \approx -0,276 Z + \left. \begin{array}{l} 5,46 + 0,140 N, \text{ если } N \equiv A - Z \leq 153 \\ 19,23 + 0,050 N; \text{ если } N \geq 153 \end{array} \right\} + \left. \begin{array}{l} 0,12 \text{ для нечетных } Z \\ 0 \text{ для четных } Z \end{array} \right\} \quad /6/$$

независимо от величины энергии возбуждения <sup>/17/</sup> /см. графики на рис. 3 и 4, построенные в соответствии со сводками экспериментальных результатов из работ <sup>/15.17.19/</sup> . Однако известные в настоящее время "экспериментальные значения"  $\Gamma_n / \Gamma_f$  фактически не являются непосредственными результатами измерений, а получены из них путем пересчета на основе некоторых весьма грубых оценочных соотношений. В частности, при определении величины  $\Gamma_n / \Gamma_f$  или эквивалентной ей величины  $\Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f)$  из экспериментальных функций возбуждения для испускания  $x$  нейтронов обычно предполагается, что в среднем  $\langle \Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f) \rangle = [\sigma(c, x) / \sigma_c P_x]^{1/x}$ , /здесь  $\sigma_c$  - полное сечение образования компаунд-ядра,  $\sigma(c, x)$  - сечение реакции с испусканием  $x$  нейтронов,  $P_x$  - средняя вероятность испускания точно  $x$  нейтронов/. Тот факт, что полученные таким образом значения оказываются практически не зависящими от  $x$  и от кинетической энергии  $T$ , рассматривается как доказательство независимости отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от энергии возбуждения /см., например, <sup>/15.17.19.20/</sup> . Однако из таблицы II видно, что на самом деле почти постоянные значения  $\Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f)$  могут соответствовать парциальным отношениям  $\Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f)$ , существенно изменяющимся с ростом энергии налетающих частиц  $T$  и, следовательно, сильно зависящим от энергии возбуждения компаунд-ядра  $E^*$ .

Нам известна всего лишь одна экспериментальная работа <sup>/23/</sup>, авторы которой из анализа сечений образования изотопов  $Fm$ ,  $Md$  и  $Jl$  при облучении урана ионами кислорода, фтора и неона пришли к выводу о сильной зависимости  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от энергии  $E^*$ . Полученные в этой работе оценочные значения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  качественно согласуются с расчетными величинами /см. рис. 8/, однако для количественного согласия требуется весьма большое значение параметра  $a \approx A/7 \text{ Мэв}^{-1}$ . Возможно, это обусловлено тем, что при определении отношений  $\Gamma_n / \Gamma_f$  в работе <sup>/23/</sup> был использован ряд весьма грубых допущений - в частности, предположение о независимости величины  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от углового момента  $L$ .

Во всяком случае мы видим, что достаточно точное сравнение экспериментальных и теоретических величин требует анализа метода получения каждой отдельной экспериментальной точки.

Вместе с тем интересно отметить, что хотя расстояние между расчетными кривыми для  $E^* = 10$  и  $20 \text{ Мэв}$  на рис. 3 и возрастает по мере перехода к большим  $Z$ , тем не менее все же можно получить не только качественное, но и в ряде случаев весьма неплохое количественное согласие с экспериментальными точками в интервале  $Z \approx 90-102$ , выбрав некоторую среднюю энергию возбуждения  $E^*$  /см. рис. 4/. Это, в частности, объясняет, почему не зависящие от  $E^*$  феноменологические выражения типа формулы Сиккеланда <sup>/6/</sup> описывают экспериментальные данные.

Насколько результаты расчетов чувствительны к выбору величины параметра плотности уровней  $a$  видно из рис. 6, 8, 9. Наиболее сильная зависимость имеет место при больших возбуждениях  $E^* \geq \geq 100 \text{ Мэв}$ ; в этом случае весьма важным становится также учет испарения заряженных частиц.

### 5. Учет углового момента

Влияние углового момента распадающегося ядра  $L$  на величину  $\Gamma_n / \Gamma_f$  в первом приближении можно учесть, предположив, что энергия вращения ядра  $E_{rot}$  не входит в энергию возбуждения, реализующуюся в процессах деления и испарения \*. Это означает, что все разности  $E^* - B_i$  в формулах /2/ и /3/ следует заменить на  $E^* - B_i - E_{i, rot}$ , где  $E_{n, rot} = \hbar^2 L(L+1) / 2I_0$  - вращательная энергия ядра после испарения из него нейтрона,  $E_{f, rot} = \hbar^2 L(L+1) / 2I_{sp}$  - вращательная энергия делящегося ядра в седловой точке,  $I_0$  и  $I_{sp}$  - моменты инерции соответствующих ядер.

\* Мы сейчас не рассматриваем эффект изменения барьера деления вследствие деформации формы вращающегося ядра.

где слабо возбужденные ядра теряют свою энергию, главным образом, благодаря процессу испарения ( $\Gamma_n/\Gamma_f \gg 1$ ), к области, где при  $E^* \approx B_f$  преимущественным является деление ( $\Gamma_n/\Gamma_f \ll 1$ ).

Что касается ядер с большими  $Z$ , то роль процессов испарения быстро повышается с ростом энергии возбуждения. Этот вывод кажется противоречащим заключению ряда экспериментальных работ о том, что для всех изотопов ядра с  $Z > 90$  значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  укладываются практически на одну кривую

$$\log(\Gamma_n/\Gamma_f) \approx -0,276 Z + \left\{ \begin{array}{ll} 5,46 + 0,140 N, & \text{если } N \equiv A - Z \leq 153 \\ 19,23 + 0,050 N; & \text{если } N \geq 153 \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} 0,12 \text{ для нечетных } Z \\ 0 \text{ для четных } Z \end{array} \right\} \quad /6/$$

независимо от величины энергии возбуждения <sup>/17/</sup> /см. графики на рис. 3 и 4, построенные в соответствии со сводками экспериментальных результатов из работ <sup>/15.17.19/</sup> /. Однако известные в настоящее время "экспериментальные значения"  $\Gamma_n/\Gamma_f$  фактически не являются непосредственными результатами измерений, а получены из них путем пересчета на основе некоторых весьма грубых оценочных соотношений. В частности, при определении величины  $\Gamma_n/\Gamma_f$  или эквивалентной ей величины  $\Gamma_n/(\Gamma_n + \Gamma_f)$  из экспериментальных функций возбуждения для испускания  $x$  нейтронов обычно предполагается, что в среднем  $\langle \Gamma_n/(\Gamma_n + \Gamma_f) \rangle = [\sigma(c, x)/\sigma_c P_x]^{1/x}$ , /здесь  $\sigma_c$  - полное сечение образования компаунд-ядра,  $\sigma(c, x)$  - сечение реакции с испусканием  $x$  нейтронов,  $P_x$  - средняя вероятность испускания точно  $x$  нейтронов/. Тот факт, что полученные таким образом значения оказываются практически не зависящими от  $x$  и от кинетической энергии  $T$ , рассматривается как доказательство независимости отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от энергии возбуждения /см., например, <sup>/15.17.19.20/</sup> /. Однако из таблицы II видно, что на самом деле почти постоянные значения  $\Gamma_n/(\Gamma_n + \Gamma_f)$  могут соответствовать парциальным отношениям  $\Gamma_n/(\Gamma_n + \Gamma_f)$ , существенно изменяющимся с ростом энергии налетающих частиц  $T$  и, следовательно, сильно зависящим от энергии возбуждения компаунд-ядра  $E^*$ .

Нам известна всего лишь одна экспериментальная работа <sup>/23/</sup>, авторы которой из анализа сечений образования изотопов  $Fm$ ,  $Md$  и  $Jl$  при облучении урана ионами кислорода, фтора и неона пришли к выводу о сильной зависимости  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от энергии  $E^*$ . Полученные в этой работе оценочные значения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  качественно согласуются с расчетными величинами /см. рис. 8/, однако для количественного согласия требуется весьма большое значение параметра  $a \approx A/7 \text{ Мэв}^{-1}$ . Возможно, это обусловлено тем, что при определении отношений  $\Gamma_n / \Gamma_f$  в работе <sup>/23/</sup> был использован ряд весьма грубых допущений - в частности, предположение о независимости величины  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от углового момента  $L$ .

Во всяком случае мы видим, что достаточно точное сравнение экспериментальных и теоретических величин требует анализа метода получения каждой отдельной экспериментальной точки.

Вместе с тем интересно отметить, что хотя расстояние между расчетными кривыми для  $E^* = 10$  и  $20$  Мэв на рис. 3 и возрастает по мере перехода к большим  $Z$ , тем не менее все же можно получить не только качественное, но и в ряде случаев весьма неплохое количественное согласие с экспериментальными точками в интервале  $Z \approx 90-102$ , выбрав некоторую среднюю энергию возбуждения  $E^*$  /см. рис. 4/. Это, в частности, объясняет, почему не зависящие от  $E^*$  феноменологические выражения типа формулы Сиккеланда <sup>/6/</sup> описывают экспериментальные данные.

Насколько результаты расчетов чувствительны к выбору величины параметра плотности уровней  $a$  видно из рис. 6, 8, 9. Наиболее сильная зависимость имеет место при больших возбуждениях  $E^* \gtrsim 100$  Мэв; в этом случае весьма важным становится также учет испарения заряженных частиц.

### 5. Учет углового момента

Влияние углового момента распадающегося ядра  $L$  на величину  $\Gamma_n / \Gamma_f$  в первом приближении можно учесть, предположив, что энергия вращения ядра  $E_{rot}$  не входит в энергию возбуждения, реализующуюся в процессах деления и испарения \*. Это означает, что все разности  $E^* - B_i$  в формулах <sup>/2/</sup> и <sup>/3/</sup> следует заменить на  $E^* - B_i - E_{i, rot}$ , где  $E_{n, rot} = \hbar^2 L(L+1) / 2I_0$  - вращательная энергия ядра после испарения из него нейтрона,  $E_{f, rot} = \hbar^2 L(L+1) / 2I_{sp}$  - вращательная энергия делящегося ядра в седловой точке,  $I_0$  и  $I_{sp}$  - моменты инерции соответствующих ядер.

\* Мы сейчас не рассматриваем эффект изменения барьера деления вследствие деформации формы вращающегося ядра.



Зависимость отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от  $L$  показана на рис. 10. Расчеты выполнены для ядер таллия  $^{197}\text{Tl}$  и плутония  $^{233}\text{Pu}$ , образующихся в реакциях с различными ионами и имеющих, соответственно, различные значения среднего момента

$$\langle L \rangle = \frac{2R}{3\hbar} \left[ 2m_N \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} (E^* + Q - V_c) \right]^{1/2}, \quad /7/$$

где  $V_c = Z_1 Z_2 / R$  - кулоновский барьер,  $R = 1,4(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ ,  $Q = M_c - M_1 - M_2$  - разность массы компаунд-ядра и масс сталкивающихся ядер, тем большие, чем более тяжелым является налетающий ион. Моменты инерции  $I_{sp}$  взяты из работы /21/, моменты инерции  $I_0$  считались равными их "твердотельным значениям"  $I_0 = 0,4 m_N r_0^2 A^{5/3} / m_N$  - масса нуклона,  $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$  см/.

Угловой момент ядра весьма существенно сказывается на результатах расчета и должен обязательно приниматься во внимание при определении величины отношений  $\Gamma_n/\Gamma_f$  из экспериментальных функций возбуждения.

### Заключение

Мы видим, что известные в настоящее время экспериментальные данные об относительной вероятности распада возбужденных ядер путем процессов испарения и деления можно объяснить в рамках статистической теории с плотностью ядерных уровней /3/, соответствующей представлению о ядре как о нуклонном ферми-газе. Для более определенных заключений необходимо прежде всего тщательный анализ самих экспериментальных данных. Во всяком случае вывод о независимости величины  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от энергии возбуждения в случае очень тяжелых ядер /и эквивалентное ему заключение о том, что плотность уровней ядра определяется его постоянной температурой  $\rho \approx \exp(E^*/T)$ / представляется весьма неубедительным.

Для детального согласования экспериментальных и теоретических значений  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , особенно вблизи магических ядер, необходимо более точный учет зависимости параметров  $a_f$  и  $a_n$  от  $E^*$ ,  $A$  и  $Z$ .

Пользуемся случаем поблагодарить Г.Н. Флерова, С.А. Карамяна и В.П. Пашкевича за обсуждение и стимулирующую критику; мы также благодарны за большую помощь К.К. Гудиме, принимавшему участие в первом этапе работы /25/.

### Литература

1. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев. Сообщение ОИЯИ Р2-5549, Дубна, 1970.
2. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. "Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами", М., Атомиздат, 1972.
3. M. Blann. A Series of Lectures, presentee at the Warsaw University. Summer School in Nucl. Phys. (Rudziska, 1971); report of the University of Rochester UR-3591-20.
4. В.Д. Тонеев. Сообщение ОИЯИ, Б1-2812, Дубна, 1966.
5. В.С. Барашенков, Ф.Г. Жереги, А.С. Ильинов, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев; Труды 4-ой международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, 1971.
6. Г.Н. Флеров; Сообщения ОИЯИ Е7-6153, Дубна, 1972.
7. В.Г. Васильков, В.И. Гольданский, В.П. Дзелепов, В.П. Дмитриевский; Ат. энергия, 29, 151 /1970/.
8. В.А. Давиденко, там же, стр. 158.
9. С.М. Фейнберг, там же, стр. 162.
8. M. Bolsterli, E.O. Fiset, J.R. Nix, J.L. Norton. Phys. Rev., C5, 1050 (1972).
- В.М. Коломиец, В.Д. Константинов, В.М. Струтинский, В.И. Хворостьянов, ЭЧАЯ, 3, 392 /1972/.
9. a) G.C.W. Cameron. Canad. J. Phys., 35, 1021 (1956).  
b) J.W. Tzurán, A.G.W. Cameron. Proc. of the Intern. Conf. on the Properties of Nuclei Far From the Region of Beta-Stability, Switzerland, Leysin I, 275 (1970).
10. R.W. Hasse. Ann. of Phys., 68, 377 (1971).
11. E.K. Hulet, J.F. Wild, R.W. Loughheed, J.E. Evans, B.J. Qualheim, M. Nurmia, A. Ghiorso. Phys. Rev. Lett., 26, 523 (1971).
12. Г.Н. Флеров, И. Звара; Сообщение ОИЯИ, Д7-6013, /1971/.
13. I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, G. Fridlender. Phys. Rev., 116, 683 (1959).  
I. Dostrovsky, H. Gauvin, M. Lefort. Phys. Rev., 169, 836 (1965).
14. W.D. Myers, W.S. Swiatecki. Nucl. Phys., 81, 1 (1966); Berkeley Report UCRL-II 980, 1965.
15. R. Vandenbosch, J.R. Huizenga. Paper P/688, 2-nd UN Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 1958.
16. W.S. Swiatecki. Phys. Rev., 101, 97 (1956).
17. T. Sikkeland, A. Ghiorso, M. J. Nurmia. Phys. Rev., 172, 1232 (1968).
18. Э. Хайд, И. Перлман, Г. Сиборг; "Деление ядер", М., Атомиздат, 1969.

19. T.D.Thomas, B.G.Harvey, G.T.Seaborg. Paper P/1429, 2-nd UN Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 1958.
20. R.L.Hahn. Nucl.Phys., A185, 241 (1972).
21. В.М.Струтинский, ЯФ, 1, 821 /1965/.
22. Е.Д.Донец, В.А.Щеголев, В.А.Ермаков; Ат. Энергия 19, 109 /1965/.
23. Е.Д.Донец, В.А.Щеголев, В.А.Ермаков; Ядерная физика 2, 1015 /1965/.
24. А.В.Мальшев; "Плотность уровней и структура атомных ядер", Атомиздат, М., 1969.  
А.В.Игнатюк, Ю.Н.Шубин; Ядерная физика, 8, 1135, /1968/.  
А.В.Игнатюк, В.С.Ставинский; Яд.Физика 11, 1012 /1970/.
25. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, Ф.Г.Жереги, А.С.Ильинов,  
В.Д.Тонеев, Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Ядерные реакции при высоких энергиях" /Тбилиси, июнь 1972 г./, стр.73.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 сентября 1972 года.

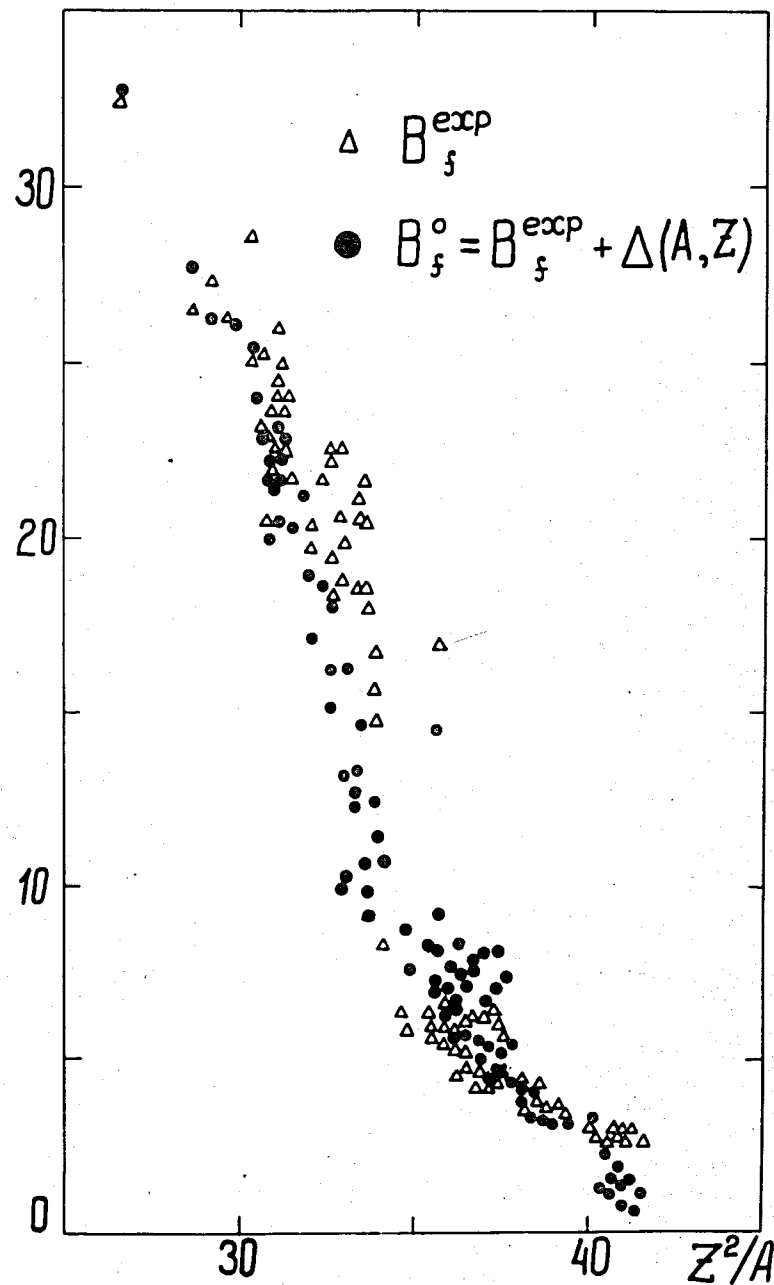


Рис. 1. Зависимость экспериментально полученных барьеров деления /см. работы /10-12/ и примечание к табл. 1/ и величин  $B_f^o = B_f^{\text{exp}} + \Delta$  от параметра  $Z^2/A$ .

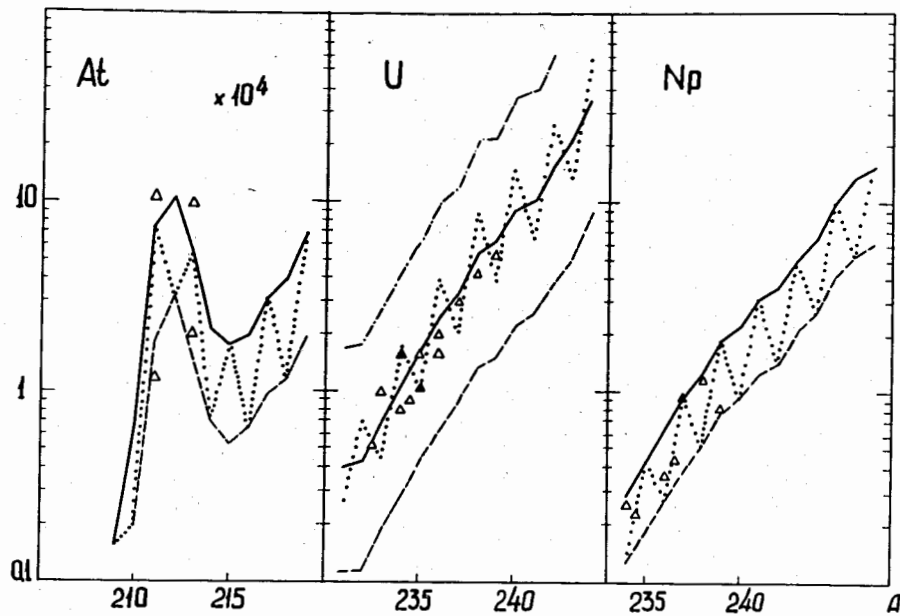


Рис. 2. Влияние феноменологической поправки  $\delta(A, Z)$  на величину отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для изотопов астатина, урана и непутия. Сплошная, точечная и пунктирная кривые - расчет соответственно для случаев  $[\delta \neq 0, b_n \neq 0, b_f \neq 0]$ ,  $[\delta = 0, b_n \neq 0, b_f \neq 0]$ ,  $[\delta = 0, b_n \neq 0, b_f = 0]$ . Для урана штрих-пунктирной кривой дополнительно нанесены результаты вычислений для случая  $[\delta = 0, b_n = 0, b_f = 0]$ . Численные значения отличных от нуля параметров  $\delta$ ,  $b_n$  и  $b_f$  указаны в тексте.

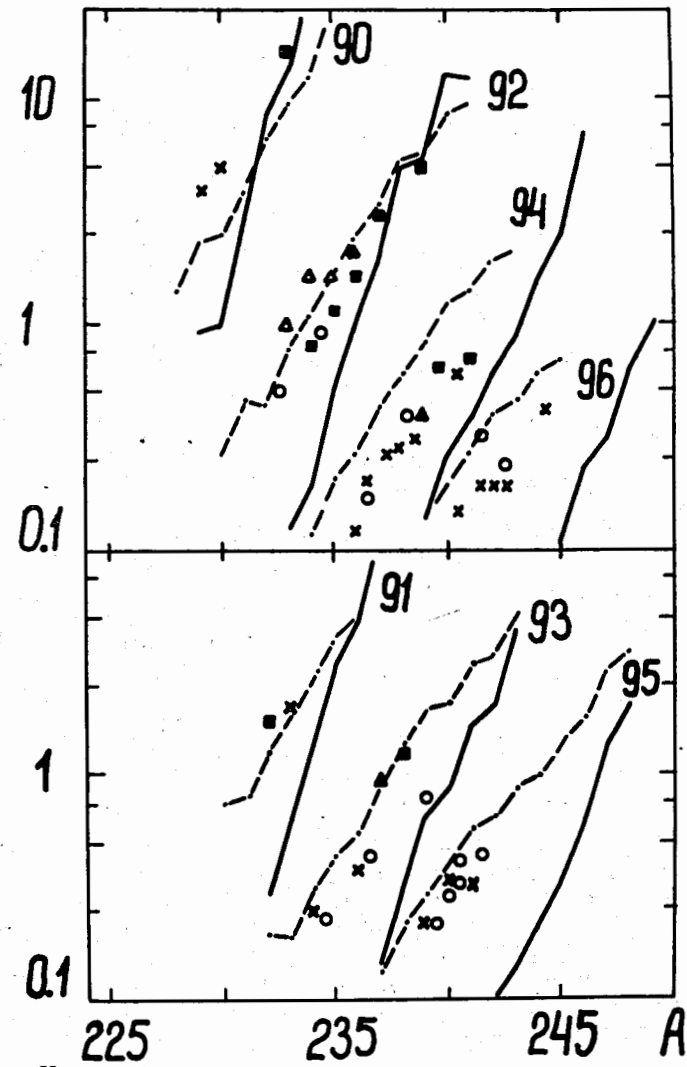


Рис. 3. Зависимость величины  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от массового числа распадающегося ядра. Пунктирные и сплошные кривые соединяют расчетные значения соответственно для  $E^* = 20$  и  $10$  Мэв.  $a_f = a_n = A/15$  Мэв $^{-1}$ . Указаны заряды ядер  $Z$ . Экспериментальные точки взяты из работы/15.19/; значки  $\blacksquare$  и  $\Delta$  относятся к данным опытов поглощением нейтронов и  $\gamma$ -квантов соответственно при  $E^* = 3$  и  $8-12$  Мэв; значками  $\circ$  и  $\times$  нанесены средние  $\langle \Gamma_n/\Gamma_f \rangle$ , полученные по функциям возбуждения для  $E^* = 13$  и  $18-23$  Мэв.

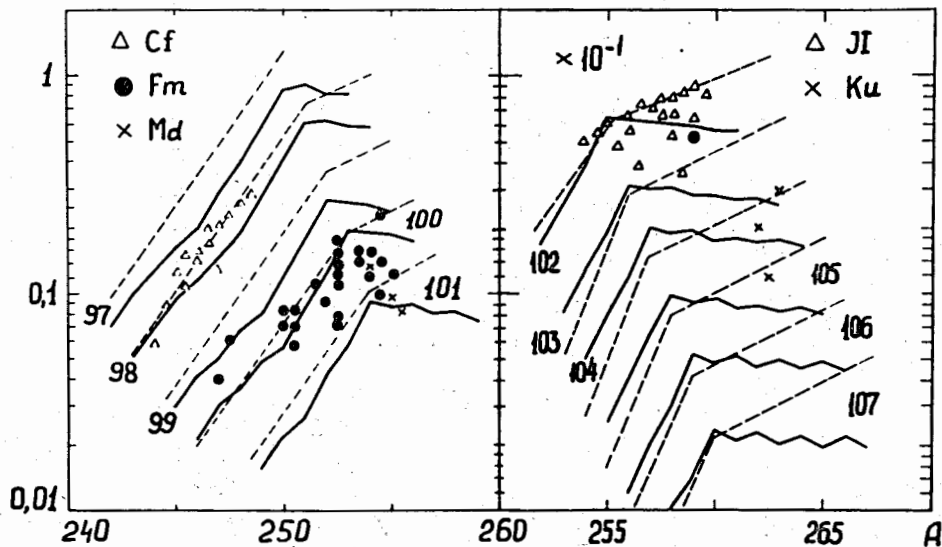


Рис. 4. Зависимость отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от массового числа  $A$  в случае тяжелых трансураниевых и трансфермиевых ядер. Указаны заряды ядер  $Z$ . Сплошные кривые соединяют результаты расчетов при  $E^* = 16$  Мэв, пунктир - феноменологическая зависимость Сикеланда /6/.  $a_f = a_n = A/15$  Мэв $^{-1}$ . Экспериментальные точки, полученные из анализа функций возбуждения, взяты из работ /15,17/. Заштрихованным кружком указано единственное известное сейчас экспериментальное значение для элемента с  $Z = 103$  /22/.

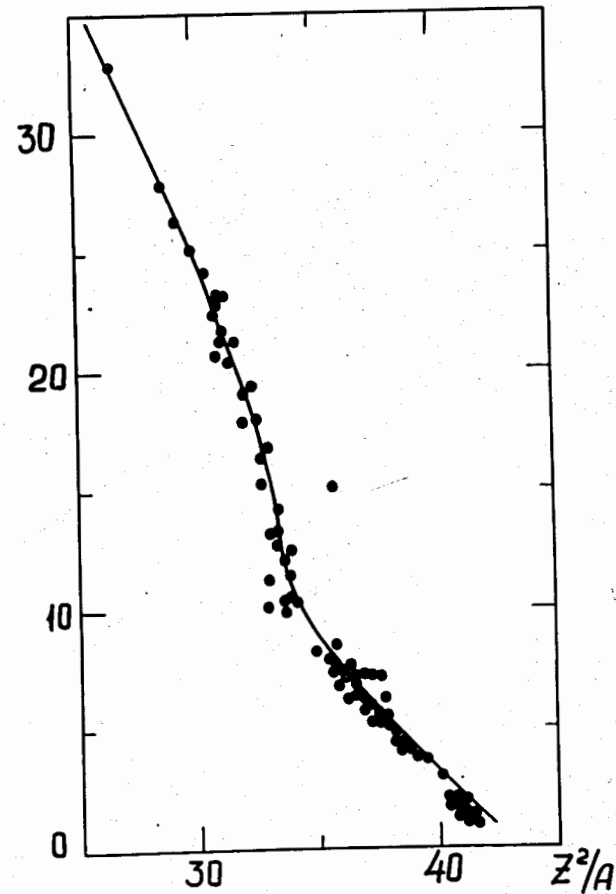


Рис. 5. Зависимость величин  $B_f^0 = B_f^{exp} + \Delta - \delta$  от параметра  $Z^2/A$ . Кривая - аппроксимация /5/.

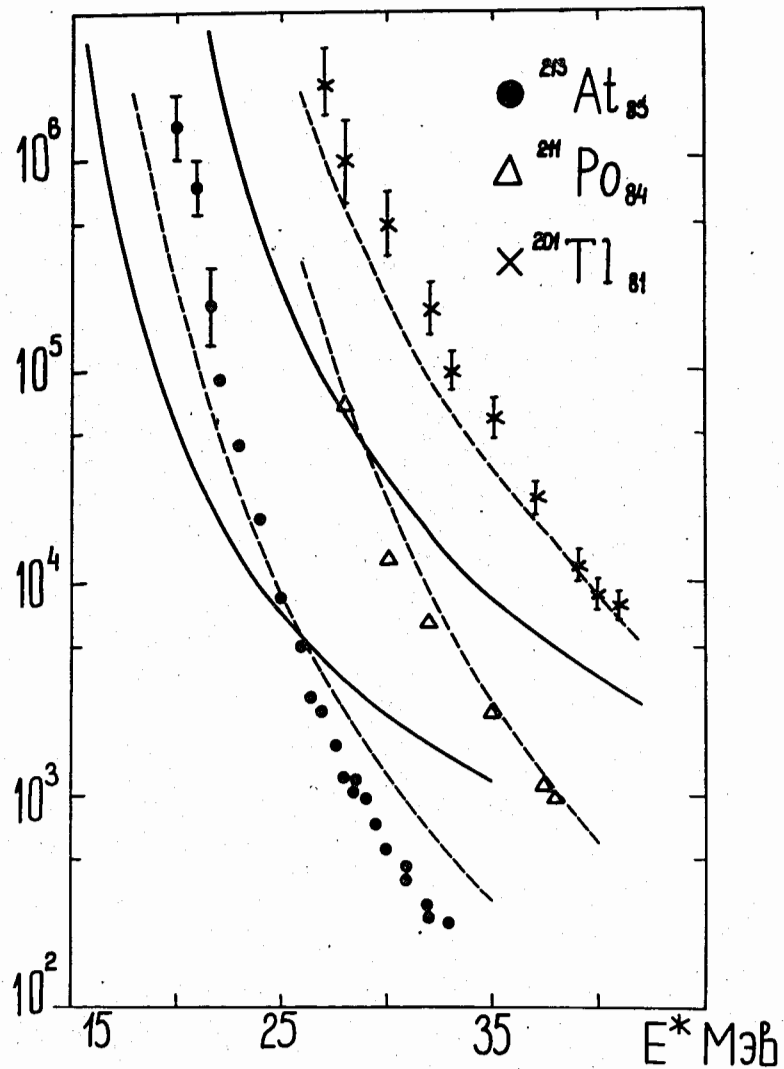


Рис. 6. Величина отношения  $\Gamma_n/\Gamma_\gamma$  для ядер с зарядом  $Z < 90$  при различных энергиях возбуждения. Нижняя сплошная кривая относится к ядру астатина, верхняя сплошная кривая - к ядрам полония и таллия /результаты расчетов для этих ядер практически совпадают/; кривые рассчитаны для  $A/15 \text{ Мэв}^{-1}$ . Пунктир - расчет для параметров  $a_f = 1,14 a_n$ ,  $a_n = A/8 \text{ Мэв}^{-1}$  в случае астатина и полония и  $a_f = 1,04 a_n$ ,  $a_n = A/8 \text{ Мэв}^{-1}$  в случае таллия. Экспериментальные точки взяты из работы /18/ и относятся к компаунд-ядрам  $At$ ,  $Po$ ,  $Tl$ , образовавшимся при взаимодействии ионов соответственно с ядрами  $^{209}Bi$ ,  $^{206Pb}$ ,  $^{197Au}$ .

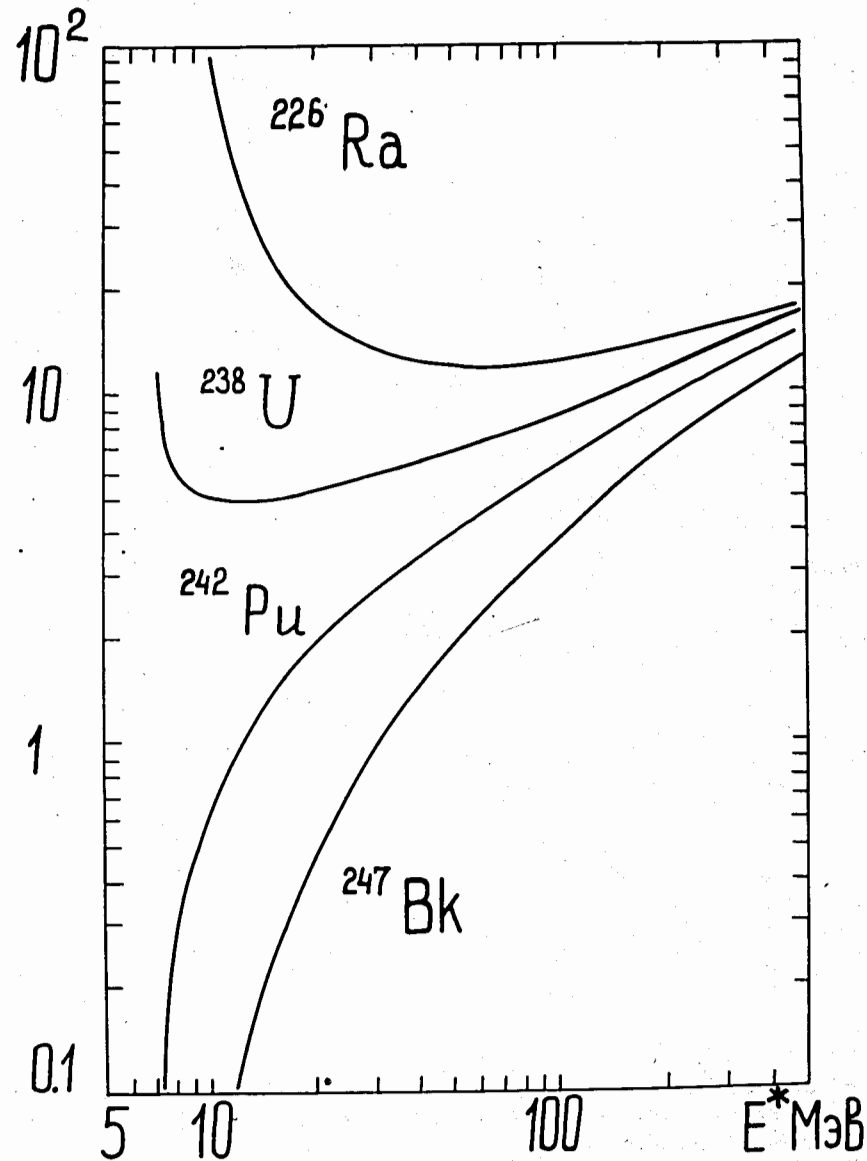


Рис. 7. Зависимость отношения  $\Gamma_n/\Gamma_\gamma$  от энергии возбуждения в случае ядер с  $Z \geq 90$ .

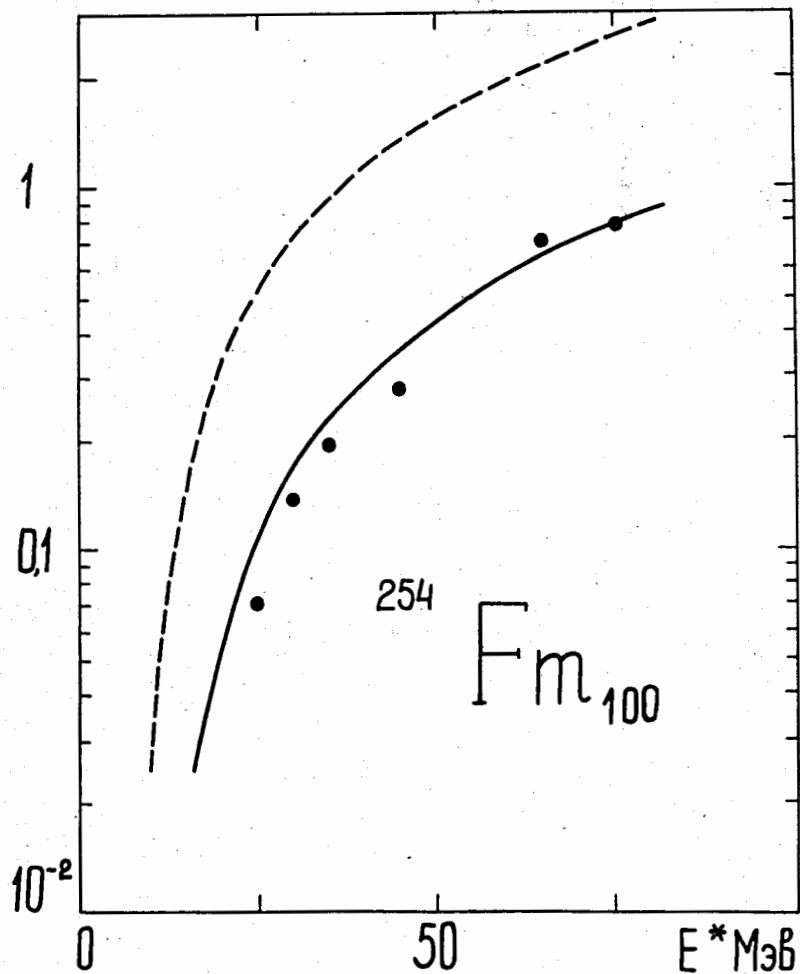


Рис. 8. Зависимость отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от энергии возбуждения для ядра фермия. Сплошная и пунктирная кривые - результат расчета соответственно для параметров  $a_f = a_n = 0,15 A$  и  $0,06 A$  Мэв<sup>-1</sup>. При вычислениях учитывался угловой момент /см. §5/. Экспериментальные точки взяты из работы /23/.

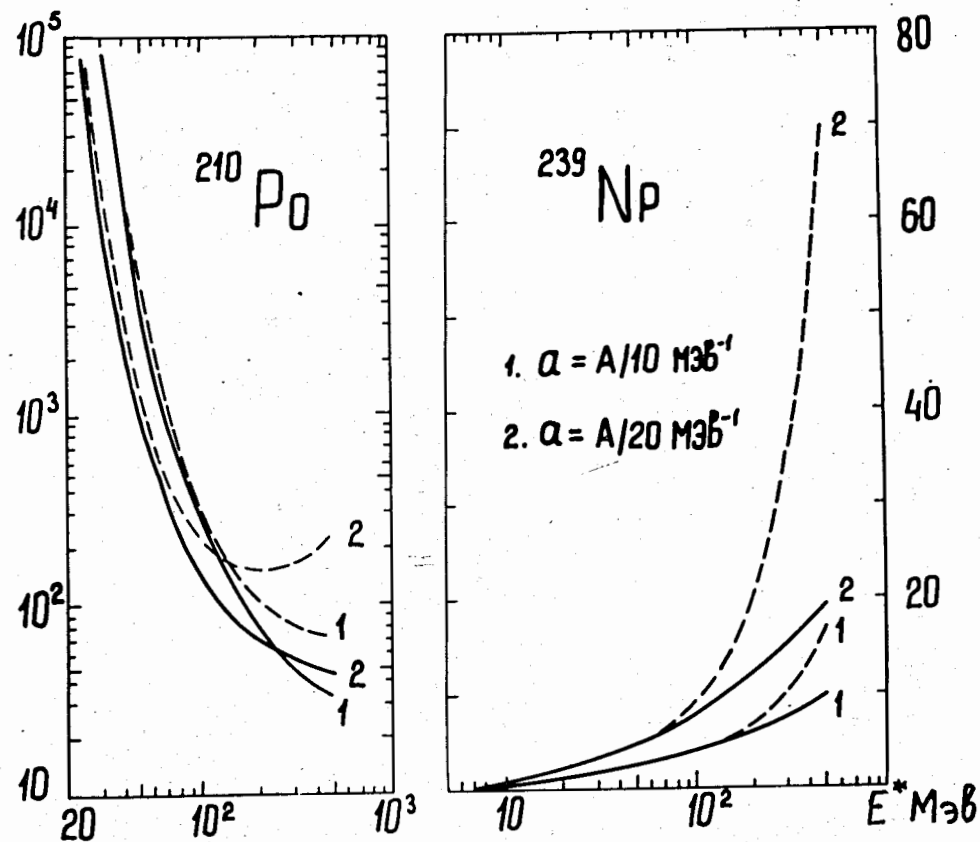


Рис. 9. Зависимость расчетных величин от параметра плотности уровней. Сплошные кривые - отношения ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , пунктир - отношения  $\Gamma/\Gamma_n$ , где  $\Gamma \equiv \sum_i \Gamma_i$  - сумма ширин для испарения  $n$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $He^3$ ,  $He^4$ . Индексами 1 и 2 отмечены кривые соответственно для  $a = A/10$  и  $A/20$  Мэв<sup>-1</sup>.

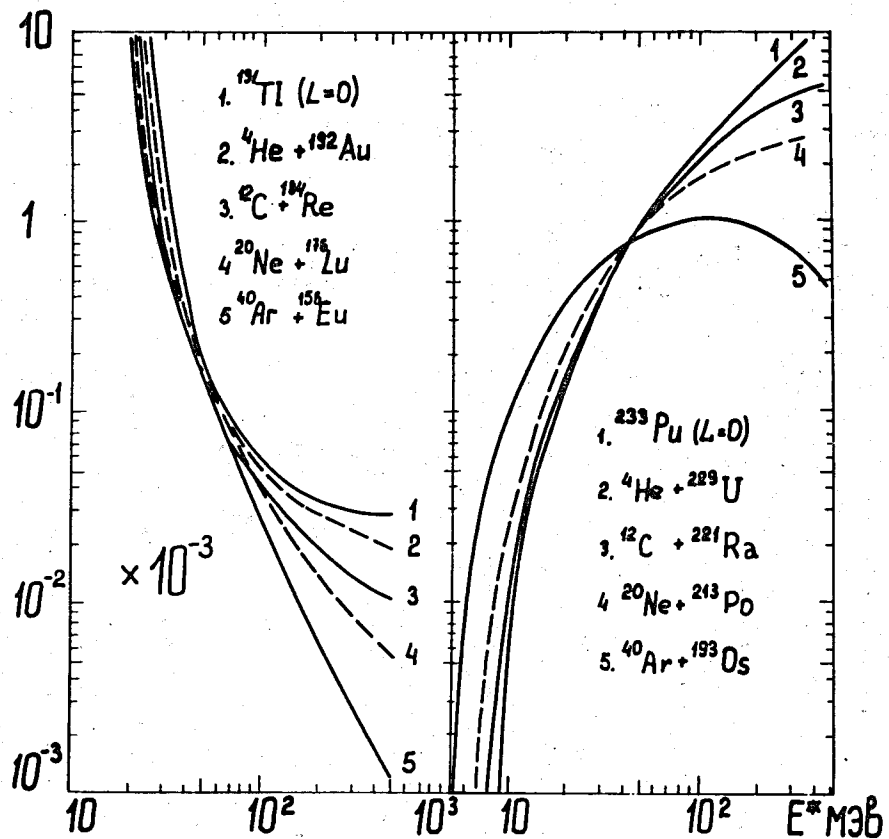


Рис. 10. Влияние углового момента на величину  $\Gamma_n/\Gamma$ . Кривые 1 соответствуют случаю  $L = 0$ , остальные кривые относятся к распаду компаунд-ядер, образовавшихся в реакциях с ионами.

ТАБЛИЦА I

Теоретические и экспериментальные значения порогов деления для изотопов различных ядер

Изотоп	Опыт <sup>*)</sup>	РАСЧЕТ		
		Наша аппроксим.	Майерс и Святецки /I4/	Модель жидкой капли I4/
$^{149}\text{Eu}_{63}$	32,5	32,1	37,9	40,4
$^{157}\text{Ho}_{67}$	26,5	26,6	32,0	34,7
$^{175}\text{Ta}_{73}$	25,1	24,3	24,9	27,6
$^{186}\text{Os}_{76}$	24,2	23,2	23,2	24,3
$^{187}\text{Os}_{76}$	22,5			
	22,5	23,8	23,5	24,6
$^{188}\text{Os}_{76}$	23,7	24,0	24,0	23,9
$^{185}\text{Ir}_{77}$	20,4	20,1	19,4	21,6
$^{189}\text{Ir}_{77}$	21,7	22,1	21,8	22,9
$^{191}\text{Ir}_{77}$	22,8	22,9	23,2	23,5
$^{194}\text{Hg}_{80}$	19,6	18,4	18,3	17,6
$^{198}\text{Hg}_{80}$	21,8	20,4	22,2	18,8
$^{210}\text{Po}_{84}$	20,4	20,2	21,0	13,8
	18,6			
$^{211}\text{Po}_{84}$	21,5	20,3	20,0	14,0
$^{212}\text{Po}_{84}$	18,6	19,8	19,1	14,2
$^{213}\text{At}_{85}$	15,8	15,4	16,2	12,7
	16,8			
$^{227}\text{Ra}_{88}$	8,30	8,60	6,69	10,5
$^{233}\text{U}_{92}$	5,49	5,65	4,29	6,65
$^{234}\text{U}_{92}$	5,20	5,54	4,24	6,76
	5,30			
$^{235}\text{U}_{92}$	5,75	6,14	4,25	6,86
$^{236}\text{U}_{92}$	5,80	5,96	4,14	6,96
	5,44			
$^{237}\text{U}_{92}$	6,40	6,59	4,42	7,05

238 <sub>Np92</sub>	5,80	6,25	4,15	7,15
	5,60			
239 <sub>Np92</sub>	6,15	6,79	4,16	7,24
	6,29			
237 <sub>Am93</sub>	5,49	5,18	3,79	6,12
238 <sub>Am93</sub>	6,04	5,79	3,98	6,21
241 <sub>Am95</sub>	6,00	4,67	3,18	4,81
242 <sub>Cm95</sub>	6,40	5,18	3,25	4,89
244 <sub>Cm95</sub>	6,21	5,37	3,00	5,04
240 <sub>Cm96</sub>	4,15	4,35	2,74	4,00
242 <sub>Cm96</sub>	4,25	5,56	2,84	4,16
246 <sub>Cf96</sub>	4,35	5,00	2,74	4,54
250 <sub>Cf96</sub>	4,10	4,96	3,01	4,73
246 <sub>Cf98</sub>	3,85	4,18	2,43	3,16
248 <sub>Cf98</sub>	3,85	4,48	2,47	3,29
250 <sub>Cf98</sub>	3,95	4,78	2,42	3,15
252 <sub>Cf98</sub>	3,65	4,39	1,93	3,54
251 <sub>J1 I02</sub>	2,69	3,85	0,38	1,54
252 <sub>J1 I02</sub>	2,77	3,60	0,37	1,59
253 <sub>J1 I02</sub>	2,94	4,20	1,07	1,63
254 <sub>J1 I02</sub>	2,92	3,88	1,72	1,68
255 <sub>J1 I02</sub>	2,95	4,08	2,19	1,72
256 <sub>J1 I02</sub>	2,76	3,45	0,55	1,77
257 <sub>J1 I02</sub>	2,86	3,64	0,58	1,81
259 <sub>J1 I02</sub>	3,16	3,25	0,65	1,90

\*) Барьеры для  $Cm$ ,  $Cf$  и  $Jl$  вычислены по формуле  $B_f = 0,125 [21,5 + \log t_{1/2}(\text{сек})]$  Мэв для периодов полураспада  $t_{1/2}$ , взятых из обзора /12/. Для других ядер мы воспользовались сводкой значений  $B_f$  из работы /10/.

## Т А Б Л И Ц А I I I

Расчетные значения отношений  $\{x\} \equiv \frac{\sum_i \langle \Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f) \rangle}{I_{C, \text{хп}}^{250-x} Cf}$  и  $\langle \{ \} \rangle \equiv \langle \Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f) \rangle = (\{x\})^{1/x}$  для функций возбуждения  $^{238}U$  ( I<sub>C, хп</sub> )<sup>250-x</sup> Cf при энергии T.

( Параметр  $q = A/20$  Мэв<sup>-1</sup> )

X	70		80		90		100		110	
	$\{x\}$	$\langle \{ \} \rangle$	$\{x\}$	$\langle \{ \} \rangle$	$\{x\}$	$\langle \{ \} \rangle$	$\{x\}$	$\langle \{ \} \rangle$	$\{x\}$	$\langle \{ \} \rangle$
4	$8,0 \cdot 10^{-3}$	0,30	-	-	-	-	-	-	-	-
5	$1,9 \cdot 10^{-3}$	0,29	$7,1 \cdot 10^{-4}$	0,23	-	-	-	-	-	-
6	$1,3 \cdot 10^{-4}$	0,23	$9,2 \cdot 10^{-4}$	0,31	$4,3 \cdot 10^{-4}$	0,28	-	-	-	-
7	-	-	-	$1,6 \cdot 10^{-4}$	0,29	$3,1 \cdot 10^{-5}$	0,23	-	-	-
8	-	-	-	-	-	$1,8 \cdot 10^{-4}$	0,34	$1,6 \cdot 10^{-5}$	0,25	-